

TARTU RIIKLIKU ÜLIKOOLI
TOIMETISED

УЧЕННЫЕ ЗАПИСКИ
ТАРТУСКОГО ГОСУДАРСТВЕННОГО УНИВЕРСИТЕТА
ACTA ET COMMENTATIONES UNIVERSITATIS TARTUENSIS

466

HETEROSIIRDED

ELEKTROLUMINESTSENTSI-ALASED TÖÖD

VII

ГЕТЕРОПЕРЕХОДЫ

ТРУДЫ ПО ЭЛЕКТРОЛЮМИНЕСЦЕНЦИИ

VII

TARTU RIIKLIKU ÜLIKOOLI TOIMETISED
УЧЕНЫЕ ЗАПИСКИ
ТАРТУСКОГО ГОСУДАРСТВЕННОГО УНИВЕРСИТЕТА
ACTA ET COMMENTATIONES UNIVERSITATIS TARTUENSIS
ALUSTATUD 1893.a. VIHIK 466 ВЫПУСК ОСНОВАНЫ В 1893.г.

HETEROSIIRDED

ELEKTROLUMINESTSENTSI-ALASED TÖÖD

VII

ГЕТЕРОПЕРЕХОДЫ

ТРУДЫ ПО ЭЛЕКТРОЛЮМИНЕСЦЕНЦИИ

VII

ТАРТУ 1978

Редакционная коллегия:

К.-С. Ребане (председатель), У.Нымм, Э.Тальвийсте

Am

4868

Ученые записки Тартуского государственного университета.
Выпуск 466. ГЕТЕРОПЕРЕХОДЫ. Труды по электролюминесцен-
ции VII. На русском языке. Резюме на английском языке.
Тартуский государственный университет. ЭССР, г. Тарту,
ул. Лийкооли, 18. Ответственный редактор Л. Матизен.
Корректоры И. Пауска, К. Тигане. Сдано в печать 11.07.78.
Бумага печатная 30x45 1/4. Печ. листов 12,0. Учетно-изд.
листов 9,18. Тираж 800. МВ 05049. Типография ТГУ, ЭССР,
г. Тарту, ул. Пялсоли, 14. Зак. № 952. Цена 1 руб. 40 коп.

2 - 3

Посвящается 75-летию со дня
рождения академика АН ЭССР
Ф.Д.Клемента

НОВЫЙ ЭТАП В РАЗВИТИИ СУБЛИМИРОВАННЫХ И ПО- РОШКООБРАЗНЫХ ЩЕЛОЧНОГАЛОИДНЫХ ЛЮМИНОФОРОВ

А.М.Гурвич

Рассматриваются последние достижения в создании сублимированных $\text{CsI} - \text{Na}$ - экранов для рентгеновских электронно-оптических преобразователей и порошкообразных $\text{CsI} - \text{Tl}$ - экранов для усилителей изображения со световыми электронно-оптическими преобразователями. Анализируются преимущества поликристаллических люминофоров на основе CsI по сравнению с применявшимся ранее $\text{ZnS} \cdot \text{CdS} - \text{Ag}$ люминофором.

В 30-х - начале 40-х годов Ф.Д.Клементом была выполнена серия исследований поликристаллических щелочногалогидных люминофоров [1], особое место среди которых заняли сублимированные слои - сублимат-фосфоры. В дальнейшем основное внимание было сосредоточено на изучении монокристаллов, как в силу того, что ряд измерений может быть проведен только на них, так и в силу того значения, которое они приобрели в радиационной технике в качестве спиналлиторов. Однако в последние годы новые успехи в применении щелочногалогидных люминофоров были достигнуты благодаря использованию их, как и на первом этапе, в виде сублимированных слоев и порошкообразных экранов.

$\text{CsI} - \text{Na}$ - с у б л и м а т - ф о с ф о р д л я
в х о д н ы х э к р а н о в р е н т г е н о в с к и х
э л е к т р о н н о - о п т и ч е с к и х п р е о б р а -
з о в а т е л е й .

Ф.Д.Клемент видел преимущество сублимат-фосфоров в том, что, образуя плотные, однородные слои, они могут обеспечить получение высокой разрешающей способности. Предпринимались многочисленные попытки реализовать эту идею приме-

нительно к экранам электровакуумных приборов, возбуждаемым электронами, и к электролюминесцентным покрытиям, светящимся в электрическом поле, однако выхода в массовое производство эти работы не получили (см., например, статью М.Ф. Фока [2]). Успех пришел позднее там, где его меньше всего ждали, — в области изготовления рентгеновских экранов электронно-оптических преобразователей, причем это в значительной степени объясняется тем, что для таких экранов оказалось выгодным использовать тот самый класс веществ, на основе которого Ф.Д.Клемент изготовил первые сублимат-фосфоры, а именно, галогидные соли щелочных металлов, обладающие особенно благоприятными свойствами для получения сублимированных слоев.

По-видимому, первые образцы рентгеновских электронно-оптических преобразователей (РЭОПов) с нанесенным сублимацией входным экраном из щелочногалогидного люминофора — CsI-Na — изготовила американская фирма Вэриан на базе работ, выполненных Бейтсом и соавторами [3-6] . Однако широкую известность это новое "поколение" РЭОПов приобрело лишь после того, как в 1972 году две европейские фирмы — "Сименс" и "Филипс" начали их массовый выпуск [7-9] .

Из преимуществ РЭОПов с CsI-Na -экраном, вместо применявшегося ранее входного экрана из порошкообразного $\text{ZnS} \cdot \text{CaS} - \text{Ag}$ -люминофора, чаще всего упоминают повышенную разрешающую способность, т.е. как раз то свойство, улучшение которого ожидалось при переходе от порошкообразного люминофора к сублимат-фосфору. Причиной этого, помимо вдвое большей плотности упаковки сублимированного CsI-Na , является, как полагают, его "столбчатая" структура [8] : благодаря специальной обработки подложки, CsI-Na растет в виде продолговатых, ориентированных перпендикулярно к ее поверхности кристаллов, в которых излучаемый свет распространяется, как в световодах.

Повышение разрешающей способности РЭОПа оказало особенно благоприятное влияние на развитие флюорографии, т.е. проекционной съемки изображения на малоформатную пленку. На рис.1 схематически показано устройство предназначенного для этой цели усилителя рентгеновского изображения (УРИ), сос-

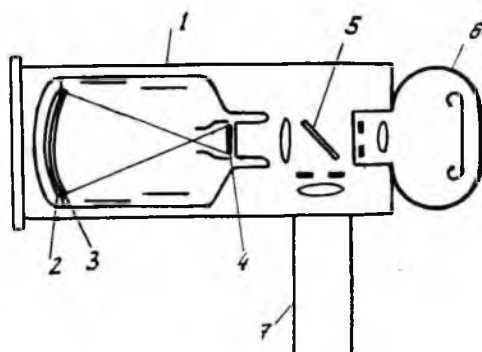


Рис. I. Усилитель рентгеновского изображения с РЭОПом.
1 - РЭОП, 2 - входной экран, 3 - фотокатод, 4 -
выходной экран, 5 - зеркало, 6 - фотографичес-
кая камера, 7 - передающая телевизионная труб-
ка.

стоящего из РЭОПа, оптики переноса изображения, фотокамеры и телевизионной системы, играющей в этом случае роль своего рода видискателя. В РЭОПе происходит последовательное превращение рентгеновского изображения в оптическое, электронное и снова в оптическое, причем, благодаря ускорению в электрическом поле, световой поток, испускаемый выходным экраном, достигает значительной величины, позволяя делать снимки при экспозиционных дозах, на порядок меньших, чем при обычной флюорографии (съемке с люминесцентного рентгеновского экрана без усиления). При этом в случае применения $CsI - Na$ -экрана разрешающая способность достигает $2,5 - 3$ штрихов-мм $^{-1}$, что дает возможность в ряде случаев заменить малоформатными снимками (флюорограммами) обычные круп-

ноформатные рентгенограммы, получение которых связано с большими дозами и большим расходом фотоматериалов. Учитывая массовость рентгенодиагностики, ее возрастающие масштабы и происходящий одновременно рост дефицитности серебра, возможность такой замены следует считать весьма важной.

Вторым преимуществом Cs_2O - на - экранов, по сравнению с применявшимися ранее, является более эффективное поглощение используемого в диагностике рентгеновского излучения. Это связано с благоприятным расположением К-скачков поглощения цезия и йода (рис.2). Следует отметить, что ранее аналогичное соображение послужило основой для предложе-

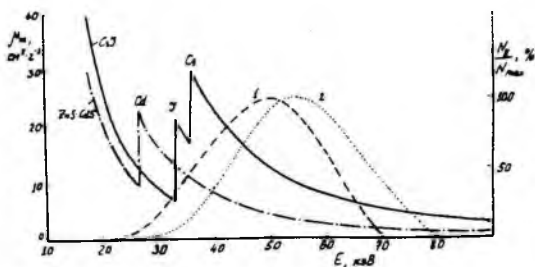


Рис.2. Зависимость от энергии квантов массового коэффициента ослабления рентгеновского излучения в экранах из Cs_2O и Zn_5 (60 мас.%). Cd_5 (40 мас.%) с нагрузкой люминофора $80 \text{ мг} \cdot \text{см}^{-2}$ и нормированный по максимуму спектр рентгеновского излучения при напряжении на трубке 70 кВ (1) и 80 кВ (2) после фильтрации через слой H_2O 15 и 25 см, соответственно. Символами Cd , Cs указаны К-скачки поглощения в соответствующих элементах.

ния заменить $ZnS - Ag$ -люминофор во входном экране РЭОПа на $ZnS \cdot CdS - Ag$ -люминофор, несмотря на менее благоприятный спектр люминесценции последнего [10] .

Рассмотрим этот вопрос количественно. По данным проведенного нами исследования [11] , грудная клетка человека при напряжении на трубке $U = 60 \pm 10$ кВ и предварительной фильтрации излучения через слой 2 мм Al может быть имитирована слоем воды толщиной в среднем 13 см, а брюшная полость при $U = 80 \pm 10$ кВ и такой же предварительной фильтрации - слоем воды 20 см. На рис.2 приведены заимствованные из работ [5, 11] спектры излучения $N(E)$ (где N - число квантов в единицу времени, E - их энергия), относящиеся к условиям, близким к указанным выше, а также результаты расчета массового коэффициента ослабления μ_m для CsI и $ZnS \cdot CdS$ (при 40 мас.% CdS). Расчет проведен по формуле

$$\mu_m = \sum_i a_i \mu_{mi} \quad (1)$$

с использованием справочных данных Э.Сторма и Х.Израэля [12] ; здесь μ_{mi} - массовый коэффициент ослабления i - го элемента, a_i - его массовая доля в люминофоре. Число квантов прошедшего через экран излучения с энергией, заключенной в интервале между E и $E + dE$, определяется выражением

$$dN = N_E \exp(-\mu_m q) dE, \quad (2)$$

где $N_E = dN_0/dE$ - спектральная интенсивность падающего на экран излучения, выраженная числом квантов на единичный интервал энергии, N_0 - число квантов в непрофильтрованном через экран излучении, q - нагрузка люминофора (его масса на единицу площади поверхности экрана). Интегрируя , находим

$$N = \int_0^{E_{max}} N_E \exp(-\mu_m q) dE, \quad (3)$$

$$N_0 = \int_0^{E_{max}} N_E dE. \quad (4)$$

Здесь E_{\max} - максимальная энергия квантов, определяемая напряжением генерирования тормозного рентгеновского излучения. Отсюда

$$\frac{N}{N_0} = \frac{\int_0^{E_{\max}} N_E \exp(-\mu_m q) dE}{\int_0^{E_{\max}} N_E dE} \quad (5)$$

Результаты вычислений^{*)} по формуле (5) при $q = 80 \text{ мг. см}^{-2}$, приведенные в таблице I, показывают, что при переходе от $ZnS \cdot CdS - Ag$ -люминофора к $CsT - Na$ доля поглощаемых экраном квантов рентгеновского излучения $(N_0 - N)/N_0$ увеличивается в 1,85 раза при исследовании грудной клетки и в 2,15 раза при исследовании брюшной полости^{**)}. Соответственно средняя квадратичная флуктуация $\delta = [\Omega(N_0 - N)]^{-1/2}$, определяющая пороговый контраст обнаружения деталей площадью Ω на изображении [I3, I4], уменьшается в 1,36 и 1,46 раз. Таким образом, различаемость деталей исследуемого объекта улучшается не только вследствие увеличения разрешающей способности РЭОПа, но и вследствие уменьшения уровня флуктуаций в пространственном распределении квантов рентгеновского излучения.

Отметим, что если выражать интенсивность излучения не числом квантов, а в энергетических единицах ($I = NE$, эрг. $\text{см}^{-2} \cdot \text{сек}^{-1}$), то доля поглощаемого рентгеновского излучения, вычисляемая по формулам, аналогичным приведенным выше, изменяется лишь незначительно (см. табл. I). Сравнивая ослабление тормозного излучения с ослаблением моноэнергетического, можно принять

*) Вычисления проводились при участии Л.А. Андреевой.

**) Мы здесь пренебрегаем различием между ослаблением и поглощением рентгеновского излучения, считая, что при $U \leq 80 \text{ кВ}$ и $q = 80 \text{ мг. см}^{-2}$ характеристическое и рассеянное излучения полностью реабсорбируются в экранах из таких люминофоров, как $Zn_{0,69}S_{0,31} - Ag$ и $CsT - Na$ [I4].

$$I/I_0 = \exp(-\mu_{\text{эф}} q), \quad (6)$$

где $\mu_{\text{эф}}$ — эффективный коэффициент ослабления, относящийся к моноэнергетическому излучению, которое ослабляется экраном так же, как данное тормозное. Отсюда

$$\mu_{\text{эф}} = (2,303/q) \lg(I_0/I). \quad (7)$$

По найденному значению $\mu_{\text{эф}}$, пользуясь графиком рис. 2, можно определить эффективную (по ослаблению в экране) энергию квантов $E_{\text{эф}}$ тормозного излучения (табл. I). Следует заметить, что она не сильно отличается от значения $E_{\text{эф}}$, которое принималось ранее в приближенных расчетах [14].

Таблица I

Результаты расчета поглощаемой экранами доли рентгеновского излучения и эффективной энергии квантов

Объект, которому отвечает выбранный спектр	Люминофор	$\frac{N_0 - N}{N_0}$	$\frac{J_0 - J}{J_0}$	$\mu_{\text{эф}},$ см ² ·г ⁻¹	$E_{\text{эф}},$ кэВ
Грудная клетка	ZnS·CdS-Ag	0,35	0,33	12,30	50,7
	CsI - Tl	0,65	0,63	9,51	55,5
Брюшная полость	ZnS·CdS-Ag	0,26	0,24	4,94	48,0
	CsI - Tl	0,56	0,53	5,42	53,5

Использование люминофоров на основе CsI во входных экранах УРИ улучшает качество не только фотографического (флюорографического), но и телевизионного (рентгеноскопического) изображения. Причины этого будут рассмотрены ниже.

Порошкообразный CsI-Tl - люминофор для входных экранов УРИ со световым электронно-оптическим преобразователем

В ряде случаев, например при рентгеноскопии (визуальном просвечивании) желудочно-кишечного тракта желательно пользоваться входным экраном большого формата - не менее 32 см в диаметре. Изготовление вакуумных приборов - РЭОПов с таким экраном крайне затруднительно. Поэтому созданы УРИ (рис. 3), основанные на использовании обычного рентгеновского экрана, изображение с которого при помощи светосильной оптики переносится на фотокатод светового электронно-оптического преобразователя (ЭОПа). Чтобы скомпенсировать потери энергии в этом оптическом узле, используют либо многокамерные ЭОПы с коэффициентом преобразования, достигающим 10^5 [15, 16], либо высокочувствительные передающие телевизионные трубки типа изокон [17]. Естественно, что входной рентгеновский экран в этом случае должен обладать возможно более высокой светоотдачей.

До недавнего времени для этой цели применялись обычные $\text{ZnS} \cdot \text{CsI}$ - Ag - экраны для рентгеноскопии. Было предложено также изготавливать экраны из Gd_2O_3 - Tl - люминофора [15].

Успех применения $\text{CsI} - \text{Na}$ в РЭОПах побудил к изучению возможности создания экранов на основе CsI . Поликристаллический $\text{CsI} - \text{Na}$ оказался для этой цели малопригодным из-за нестабильности в присутствии атмосферной влаги. В ходе предварительных исследований выяснилось, что весьма перспективным является порошкообразный $\text{CsI} - \text{Tl}$, обладающий, как и $\text{CsI} - \text{Na}$, высоким энергетическим выходом рентгенолюминесценции [18] и в то же время отличающийся от него вполне удовлетворительной стабильностью при достаточной стойкости [19].

Интересно, что по энергетическому выходу люминесценции η порошкообразный CsI-Tl - люминофор ($\eta \approx 18\%$) в 1,5 раза превосходит монокристаллы^{*)} CsI-Tl ($\eta \approx 12\%$) [20].

*) Превосходство поликристаллических экранов в яркости свечения при невысоких напряжениях на трубке еще больше вследствие значительных потерь света, испускаемого монокристаллическими экранами [14].

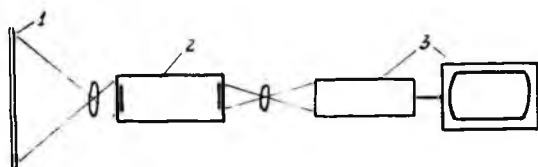
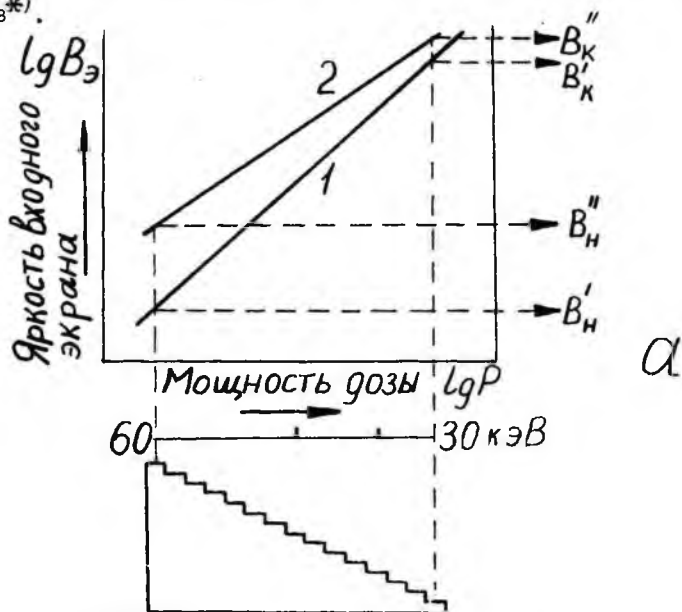


Рис.3. Схема усилителя рентгеновского изображения со световым ЭОПом. 1 - рентгеновский экран, 2 - ЭОП, 3 - замкнутая телевизионная система.

Это вполне согласуется с наблюдениями Ф.Д.Клемента [1], предполагавшего, что "одна из эффективных способов повышения яркости светящихся составов лежит на пути увеличения их дисперсности" и связывавшего это с наличием "макро - и микротрещин, которые концентрируются главным образом вблизи поверхности кристалликов". Наши исследования [20] приводят к заключению, что, в силу кинетических особенностей формирования люминофора, большая часть центров свечения сосредоточена по близости от поверхностных и линейных дефектов. При этом среднее расстояние миграции энергии от места поглощения кванта возбуждающего излучения к центру свечения оказывается меньшим, чем в монокристалле. Соответственно уменьшаются миграционные потери и увеличивается энергетический выход рентгенолюминесценции.

Благодаря сочетанию высокого выхода люминесценции с большим, чем у $ZnS \cdot CdS - Ag$, поглощением рентгеновского излучения с $E > 33$ кэВ, порошкообразный Cs_2Te в сочетании с используемыми в рентгеноскопии и флюорографии приемниками света при $E_{эф} > 40$ кэВ превосходит по эффективности $ZnS \cdot CdS - Ag$ - люминофор. Это превосходство растет

по мере роста $E_{эф}$, а потому становится особенно значительным при просвечивании сильно поглощающих объектов, увеличивающих "жесткость" тормозного рентгеновского излучения. Весьма важно, что благодаря вызванному этим существенному повышению яркости наименее ярких участков изображения, при использовании телевизионной системы, характеризующейся нелинейной зависимостью яркости свечения экрана кинескопа от освещенности светочувствительного слоя передающей телевизионной трубки (например, видикона или плумбикона), увеличивается рабочий интервал доз — динамический диапазон УРИ [21] (см. рис. 4). Оказалось, что это обстоятельство весьма положительно влияет на диагностические возможности рентгеноскопии с применением УРИ, позволяя одновременно наблюдать на экране изображение различных по поглощающей способности органов*).



*) В подавляющем большинстве публикаций, специально посвященных влиянию УРИ на качество изображения, значение динамического диапазона (изобразительной широты системы) осталось незамеченным (см., например, [22]).

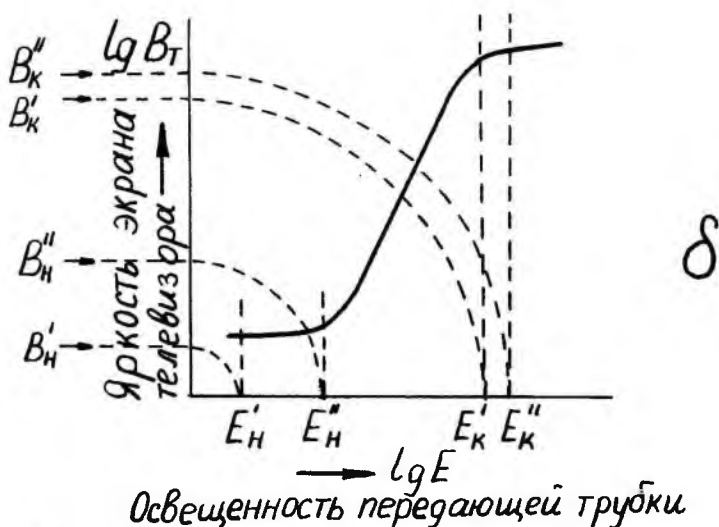


Рис. 4. Изменение динамического диапазона УРИ вследствие различий в зависимости светотдачи входных экранов от энергии квантов рентгеновского излучения:

- а - изменение яркости (β_3) свечения экранов из $ZnS \cdot CdS-Ag$ (1) и $CsI-Tl$ (2) при изменении толщины ступени имитирующего тело человека алюминиевого клина (схематически изображен под осью абсцисс); на шкале под осью абсцисс указаны значения эффективной энергии квантов, отвечающие наиболее толстой и наиболее тонким ступеням клина;
- б - передаточная кривая замкнутой телевизионной системы; E_H' , E_K' - освещенности передающей трубки, отвечающие первой и последней ступени клина при использовании $ZnS \cdot CdS-Ag$ -экрана (границы между пятью наиболее толстыми ступенями не видны); E_H'' , E_K'' - то же при использовании экрана из CsI (видны все ступени).

Зависимости, представленные на рисунке, схематизированы.

Остановимся теперь кратко на препаративной стороне дела. При разработке первых экранов из CsI-Tl -люминофора мы столкнулись с двумя трудностями. Одна из них состоит в том, что, как правило, CsI-Tl получается в виде грубодисперсного порошка, тогда как для изготовления экрана, обеспечивающего удовлетворительное качество изображения, нужен относительно мелкозернистый, однородный порошок. Эта задача была решена путем осаждения люминофора быстрым вливанием концентрированного водного раствора CsI и TlI (при молярном отношении 1000:1) в охлаждаемый смесью льда с CaCl_2 этиловый спирт [23]. В этих условиях создается большое число центров кристаллизации, что дает возможность получить люминофор со средним размером зерен 15-20 мкм. Последующее прокаливании его при 500°C после тщательного удаления влаги при невысокой температуре не вызывает существенного изменения гранулометрического состава. Яркость же свечения увеличивается в среднем лишь на 15%.

Следует отметить, что впервые интенсивно люминесцирующие щелочногалогидные люминофоры из водной среды получили Ф.Д.Клемент [1] и П.Прингсгейм [24, 25]. С наблюдениями Ф.Д.Клемента [26] качественно согласуется и найденная нами оптимальная концентрация Tl в порошкообразном CsI-Tl , которая на порядок выше, чем в монокристаллах.

Вторая трудность, с которой мы встретились в процессе разработки CsI-Tl -экранов, состояла в подборе связующего вещества и растворителей, обеспечивающих равномерное распределение порошка в экранной пленке и не вызывающих его пожелтения. Выяснилось, что условием этого является отсутствие следов окислителей и обладающих окислительными свойствами функциональных групп [19]. В частности, непригодной для этой цели оказалась обычно применяемая в технологии усиливающих экранов нитроцеллюлоза.

Разработанные нами CsI-Tl -экраны уже используются в УРИ типа "Вега-320" [16]. Их конверсионный фактор G_B , т.е. отношение яркости B к мощности экспозиционной дозы P , достигает в максимуме кривой $G_B(E_{\text{эф}})$ - при $E_{\text{эф}} = 70 \text{ кэВ}$ - значения $1,4 \cdot 10^{-2} \text{ нт} \cdot \text{мР}^{-1} \cdot \text{сек}$ (у $\text{ZnS} \cdot \text{CdS} - \text{Ag}$ -

экранов максимальное значение G_0 составляет около $1 \cdot 10^{-2}$ нт·мр⁻¹·сек). Разрешающая способность CsJ-Tl-экранов при $q = 80$ мг·см⁻² равна 4 штрихам·мм⁻¹. Предполагается, что экраны этого типа найдут применение также в рентгеноскопии и флюорографии без усиления.

Заключительные замечания

Широкое использование рентгенологии в медицине и дефектоскопии, исключительные возможности, открывающиеся перед ней благодаря появлению УРИ нового "поколения", экономические факторы (стоимость каждого УРИ на мировом рынке исчисляется десятками тысяч долларов), — все это придает созданию сублимированных и порошкообразных люминофоров на основе CsJ большую практическую значимость. Но и в исследованиях познавательного характера возможности применения поликристаллических щелочногалогенных люминофоров далеко не исчерпаны. Хорошая воспроизводимость их свойств, способность образовывать системы с высокой концентрацией активатора, возможность "закалки" их после термической обработки, относительная легкость контроля их состава и многие другие особенности порошкообразных люминофоров могут быть использованы для получения весьма полезной информации. Об этом говорят, в частности, работы Ф.Д.Клемента, в которых автор, не будучи связан ни с предвзятой идеей, ни со стремлением непременно выбрать пригодную для теоретических расчетов модель, дал в целом верную картину и сумел во многом предвосхитить последующее развитие, свидетелем которого ему уже, к сожалению, не довелось стать.

Литература

1. Ф.Д.Клемент. Вестник Ленингр.ун-та, № 4-5, 1946, 38.
2. М.В.Фок. В кн.: Электролюминесцирующие пленки, Конспект лекций, Тарту, 1972, 3.
3. C.W.Bates. Proc.Soc.Photo-Optical Instrumentation Engineers, 47, 1975, 152.

4. C.W.Bates. Varian Associates Central Research Memorandum
N° 200, June 1967.
5. C.W.Bates. Adv.Electron.and Electron Phys., 28 A, 1969,
451.
6. W.E.Spicer, R.A.Nagar, R.L.Bell, C.W.Bates. Brit.pat.,
N° 1204188, 3.IX.1970.
7. F.W.Hofmann. Röntgen-Blätter, 25, 1972, 198.
8. H. Birken, C.I.Bejczy. Medicamundi, 18, 1973, 120,ibid.,
149.
9. A.L.N.Stevens, W. Kühl. Medicamundi, 19, 1974, 3.
10. А.М.Гурвич, Р.В.Катомина. Изв.АН СССР. Сер.физ., 25,
1961, 506. Тезисы докладов IX совещания по люминес-
ценции. Изд.АН СССР, 1960, 34.
11. А.А.Шаманов, А.М.Гурвич, Л.В.Салук, В.С.Файнберг,
Ф.Б.Яковлева. Изв.АН СССР. Сер.физ., 41, 1976, № 7.
12. Э.Сторм, Х.Израэль. Сечения взаимодействия гамма-из-
лучения (для энергий 0,001 – 100 МэВ и элементов с
Z по 100). М., Атомиздат, 1973.
13. R.E.Sturm, R.H.Morgan. Amer.J.Roentgen., 62, 1949, 617.
14. А.М.Гурвич. Рентгенолюминофоры и рентгеновские экраны.
М., Атомиздат, 1976.
15. E.W.Webster. In: Small Vessel Angiography. Ed.S.K.Hilal.
Saint Louis, C.V.Mosby Company, 1973, 55.
16. Л.Н.Веселовский, В.В.Клюев, Б.М.Кантер, Б.И.Леонов,
И.Е.Рабкин, И.А.Санпигер. Изв.АН СССР. Сер.физ.,
41, 1977, № 7.
17. A. Klem. Röntgen-Blätter, 22, 1969, 219.
18. А.М.Гурвич, Р.В.Катомина, М.А.Ильина, М.И.Томбак. Ж.
прикл.спектроск., 26, 1977, 75.
19. А.М.Гурвич, М.А.Ильина, П.А.Пипинис, Т.А.Бирман,
М.И.Томбак, Н.Я.Берлянт, И.П.Сушинцева. Тезисы док-
ладов совещания "Технология, процессы, аппараты и
качество промышленных люминофоров". Ставрополь, 1977,
37.

20. Т.А.Бирман, А.М.Гурвич, М.А.Ильина, М.И.Томбак.
Изв.АН СССР. Сер.физ., 41, 1977, № 7; А.М.Гурвич,
там же, 40, 1976, 1904.
21. Б.И.Леонов, А.М.Гурвич, Б.М.Кантер, М.И.Томбак, Ю.Р.Хи-
мович, А.А.Шаманов, Б.А.Либерман, Л.Н.Веселовский.
Изв.АН СССР. Сер.физ., 41, 1977, № 7.
22. R.D.Moseley. Proc.Society Photo-Optical Instrumentation
Engineers, 56, 1975, 85.
23. А.М.Гурвич, Т.А.Бирман, М.И.Томбак, Р.В.Катомина,
А.А.Шаманов. Авт.свид.СССР, № 536216, заявл.15.10.
1974, опубл.25.1.1976. Бюлл.изобр., № 43, 1976, 71.
24. P. Pringsheim. Rev.Mod.Phys., 14, 1942, 132.
25. П. Прингсгейм. Флуоресценция и фосфоресценция. М., Из-
датинлит, 1951, 486.
26. Ф.Д.Клемент. Изв.АН СССР. Сер.физ., 9, 1945, 411.

A NEW STAGE IN DEVELOPMENT OF EVAPORATED AND POWDER ALCALI HALIDE PHOSPHORS

A. Gurvich

S u m m a r y

The progress in creation of evaporated CsI-Na screens for X-ray image intensifier tubes and of powder CsI-Tl screens for X-ray intensifying systems with light intensifier is considered. The advantages of polycrystalline CsI phosphors compared with the earlier applied ZnS.CdS-Ag phosphors are analysed. These advantages become apparent in the increase of efficiency and the resolution of screens, in the rise of dynamic diapason (representing range) of intensifier-television system and in the decrease of noise level.

ИССЛЕДОВАНИЕ ЦИНКСУЛЬФИДНЫХ ЭЛЕКТРОЛЮМИНОФОРОВ С ПРИМЕСЬЮ КОБАЛЬТА

Б.А.Ковалев, В.И.Голодко

Исследовано изменение яркости свечения и стабильности электролюминофоров в зависимости от содержания кобальта. Показано влияние глубоких ловушек на характеристики электролюминофоров. Установлено, что изменение яркости при старении связано как с уменьшением скорости ионизации, так и с увеличением относительной доли потока безызлучательных рекомбинаций.

В работе [1] установлено, что при старении цинксulfидных электролюминофоров наблюдается несколько различных процессов, ответственных в большей или меньшей степени за спад яркости (В) электролюминесценции (ЭЛ).

Определенное влияние на стабильность люминофоров оказывают локальные уровни [2] , Исходя из того, что преднамеренное создание в люминофорах уровней различной энергетической глубины поможет лучше понять механизм старения, проведены исследования зависимости яркости свечения ЭЛ, термостимулированной люминесценции (ТСЛ), активного тока от концентрации тушащей примеси и времени работы.

Объектом исследования служил цинксulfидный электролюминофор зеленого цвета свечения, активированный хлором, медью и кобальтом. Кобальт вводили в шихту в концентрациях от 10^{-6} до 10^{-3} вес.%. Исследования проводили на люминофорах без диэлектрика и электролюминесцентных конденсаторах (ЭЛК), изготовленных на лаке ЭП-096. Кривые ТСЛ изучали при возбуждении электрическим полем и рентгеновским излучением (напряжение 40 кВ, ток 10 мА).

Порошок люминофора старили в разборной ячейке в эксикаторе с сухим воздухом до значения $V=0,5 V_0$. Затем люминофор тщательно перемешивали и снова старили до указанной величины яркости. Цикл старения (перемешивание) повторяли до пяти раз с целью равномерного старения зерен люминофора в различных положениях.

Исследование вольт-яркостных характеристик показало, что наклон зависимостей $\ln V$ от напряжения $V^{-1/2}$ сохраняется при постепенном увеличении концентрации кобальта в люминофоре. Постоянство наклона указанных зависимостей, по мнению многих исследователей, указывает на то, что концентрация поля в зернах люминофора с разным содержанием кобальта не изменяется. На этом основании считают, что условия возбуждения не зависят от содержания тушителя в люминофоре, а уменьшение яркости свечения ЭЛ (рис.1, кривые 1,2) приписывают процессам тушения, обусловленным примесью кобальта [3] .

В работе [4] показано, что некомпенсированный активный ток, т.е. разность токов, текущих по электролюминесцирующей и неэлектролюминесцирующей ячейки во время работы, характеризует уровень возбуждения электролюминофора. Сходный вариант схемы использован нами для измерения некомпенсированного активного тока для серии исследуемых люминофоров. Обнаружено, что при введении кобальта уменьшается активный ток (рис.1, кривая 3), текущий через ЭЛК. Согласно выводам работы [4] уменьшение тока указывает на снижение уровня возбуждения и, следовательно, на уменьшение яркости ЭЛ.

Изучение ТСЛ (рис.2) показало, что у исходного люминофора наблюдается один низкотемпературный максимум, соответствующий ловушкам электронов с энергетической глубиной приблизительно 0,28 эВ (здесь и ниже расчет энергетической глубины ловушек проводили по приближенной формуле, предложенной Урбахом и взятой из работы [5]).

При введении кобальта в люминофор кривая ТСЛ при электро- и рентгеновозбуждении претерпевает изменения. По мере увеличения концентрации кобальта уменьшается интенсивность низкотемпературного пика, одновременно появляется и растет интенсивность дополнительного высокотемпературного пика, соответствующего ловушкам электронов с энергетической глубиной 0,5-0,6 эВ.

Следовательно, присутствие кобальта в люминофоре несколько уменьшает концентрацию мелких ловушек, дополнительно появляются глубокие ловушки, природа которых непосредственно связана с кобальтом. Глубокие, также, как и мелкие ло-

вужки, находятся как в областях концентрации электрического поля, так и в объеме зерен люминофора.

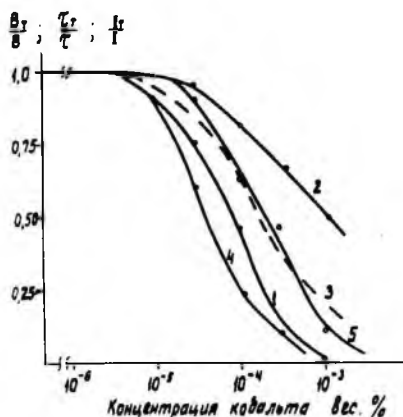


Рис. I. Зависимость яркости свечения электролюминесценции (1,2), активного тока (3) и времени полуспада (4,5) от концентрации тушащей примеси. Напряжение возбуждения 220 В. Кривые 1,3,4 измерены при возбуждении частотой 400 Гц, 2,5 - при возбуждении частотой 10 кГц.

В процессе работы созданные электрическим полем свободные электроны будут распределяться по ловушкам (мелким и глубоким) в зависимости от их сечений захвата и концентраций. Очевидно, если в люминофоре имеется отвлекающий (безызлучательный) канал, связанный с глубокими ловушками, то яркость свечения ЭЛ будет тем меньше, чем больше концентрация этих дефектов.

Таким образом, яркость свечения электролюминофоров с тушащей примесью уменьшается вследствие ухудшения условий возбуждения (с ростом концентрации кобальта в люминофоре уменьшается активный ток, характеризующий уровень возбуждения) и снижения концентрации свободных электронов в ре-

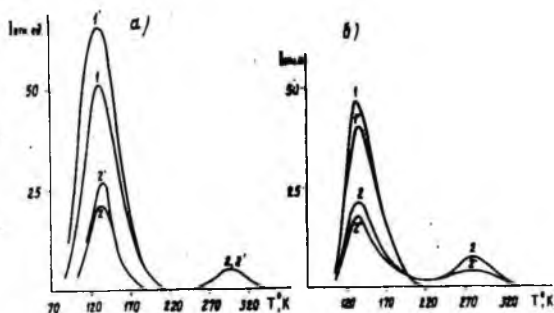


Рис.2. Кривые термостимулированной люминесценции до (1,2) и после (1', 2') старения: а - рентгеновозбуждение; б - электровозбуждение. 1 - люминофор без кобальта, 2 - люминофор с кобальтом ($3 \cdot 10^{-4}$ вес. %).

зультате присутствия процессов тушения в люминофоре.

Установлено, что стабильность электролюминофоров зависит от концентрации примеси. Время полуспада τ (рис.1, кривые 4,5) при небольшом содержании кобальта в люминофоре равно времени τ для исходного люминофора, а, начиная с концентраций, равных 10^{-5} - 10^{-4} вес. %, резко уменьшается. Характер и величина спада яркости ЭЛ зависят от частоты возбуждающего напряжения: при высокой частоте (рис.1, кривая 5) спад менее интенсивен и начинается при больших концентрациях кобальта, чем при низкой частоте (рис.1, кривая 4). При этом имеется корреляция между зависимостью τ и τ от содержания кобальта в люминофоре - резкое уменьшение времени полуспада совпадает с началом эффективного тушения ЭЛ.

В процессе старения наблюдаются некоторые изменения в форме кривых ТСЛ. При рентгеновском возбуждении интенсив-

ность низкотемпературного пика увеличивается для всех люминофоров, а высокотемпературного остается без изменений. При возбуждении электрическим полем обнаруживается, что со временем интенсивность обоих пиков уменьшается (рис.2, а, б).

Следовательно, в процессе эксплуатации увеличивается концентрация мелких ловушек (концентрация глубоких ловушек остается без изменения) в объеме кристаллов люминофора (рентгеновозбуждение) и уменьшается концентрация мелких и глубоких ловушек в местах концентрации электрического поля (электровозбуждение). Мелкие ловушки могут быть обусловлены либо вакансиями серы, либо галогенами, которые под действием электрического поля диффундируют от положения равновесия.

Одновременно при старении может происходить ассоциация дефектов [6], в результате чего возникают новые локальные уровни энергии, значительно более глубокие, чем имеющиеся в люминофоре до старения.

Характерное для электролюминофоров ухудшение условий ионизации при старении приводит к уменьшению концентрации электронов. В то же время концентрация глубоких ловушек у люминофоров с кобальтом не изменяется в процессе работы. Очевидно, что при уменьшении электронов относительно большая часть их (от общего потока) уходит по каналу безызлучательных рекомбинаций. Вклад этой части со временем будет возрастать из-за постоянства концентрации глубоких ловушек в объеме кристаллов люминофора, что будет способствовать более быстрому спаду яркости ЭЛ у люминофоров, содержащих кобальт, по сравнению с люминофорами без него.

Другими словами, в процессе работы существенно возрастает эффективность тушения. Это предположение, по-видимому, подтверждается следующим. У серии ЭЛК, изготовленных из исследуемых люминофоров, измеряли активный ток и яркость ЭЛ и их изменение со временем (рис.3). Для простоты дальнейших рассуждений принимаем, что активный ток (I_0), характерный для исходного люминофора, связан только с люминесценцией. Совершенно очевидно, что это не совсем так. В исходном люминофоре также имеется канал безызлучательных рекомбинаций, который обусловлен центрами тушения иной природы.

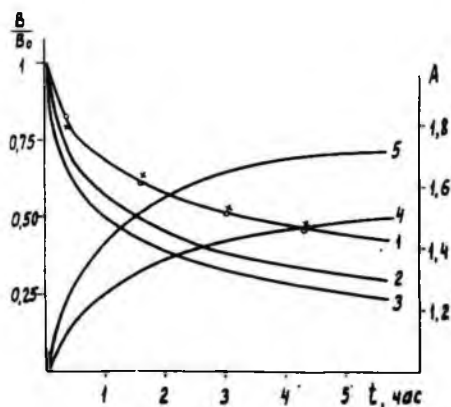


Рис.3. Относительные изменения яркости свечения электролюминесценции (1,2,3) и параметра А (4,5) со временем.

1 — люминофор без кобальта, 2, 3 — люминофоры с кобальтом ($1 \cdot 10^{-4}$, $3 \cdot 10^{-4}$ вес. % соответственно), 4, 5 — параметр А ($1 \cdot 10^{-4}$, $3 \cdot 10^{-4}$ вес. % соответственно).

— x — x — Расчетные кривые изменения яркости свечения,
— o — o — электролюминесценции с учетом изменения параметра А со временем.

Старение в режиме возбуждения 220 В, 8 кГц. Измерение в режиме возбуждения 220 В, 400 Гц.

Сравнивая изменения токов со временем у люминофоров с различным содержанием кобальта (I_T) и без него, видим, что соотношение

$$\frac{I_T(t)}{I_T(0)} : \frac{I_0(t)}{I_0(0)} = A(t)$$

(где t — время работы ЭЛК) увеличивается (рис.3, кривые 4, 5). Это, по-видимому, указывает на относительный рост потока безызлучательных рекомбинаций при старении электролюминофоров.

По экспериментальным зависимостям яркости свечения ЭЛ от времени $B(t)$ (рис.3, кривые 2,3) для ряда люминофоров, содержащих кобальт, с учетом относительного увеличения потока безызлучательных рекомбинаций, полученного из отношения $A(t)$ активных токов, расчетным путем определяли изменение $B(t)$, если бы эти люминофоры не содержали кобальта.

Сопоставление изменения расчетных зависимостей $B(t)$ (рис.3), кривые обозначены точками и крестиками) приводит к хорошему совпадению с зависимостью $B(t)$ для люминофора без кобальта (рис.3, кривая I). Нетрудно показать, что это соблюдается для всех исследованных люминофоров.

Совпадение вычисленных и опытных зависимостей $B(t)$ для люминофоров с разным содержанием кобальта подтверждает сделанное предположение об относительном увеличении доли безызлучательных рекомбинаций при старении.

Влияние глубоких ловушек электронов на скорость спада яркости ЭЛ можно ослабить, если "блокировать" эти дефекты и тем самым уменьшить вероятность ухода электронов по каналу безызлучательных рекомбинаций. Этого можно добиться увеличением частоты возбуждающего напряжения. В этом случае влияние тушащих примесей на стабильность электролюминофоров ослабляется (см.рис.I, кривые 2,5).

Таким образом, на основании имеющихся опытных данных можно сделать следующие выводы.

Введение кобальта уменьшает не только яркость свечения, но и стабильность электролюминофоров.

Уменьшение яркости свечения обусловлено ухудшением условий возбуждения и тушащим действием примеси.

Спад яркости свечения со временем у люминофоров, содержащих глубокие ловушки, обусловлен изменением условий возбуждения и увеличением относительной доли потока безызлучательных рекомбинаций.

В процессе старения увеличивается концентрация мелких ловушек в объеме кристалликов люминофора и уменьшается в местах концентрации электрического поля.

Литература

1. И.К.Верещагин, Б.А.Ковалев. В сб.: Вопросы физики электролюминесценции. Киев, "Наукова думка", 1975, 85.
2. Б.А.Ковалев и др. Тезисы докладов на V Всесоюзном совещании по электролюминесценции. Ставрополь, апрель 1973, 142.
3. Н.-Е.Gumlich, R.Moser. Z.Naturforsch., 20a, 1965, 1490.
4. В.Д.Работкин, М.Б.Котляревский, Л.С.Казанова. Изв. вузов. Физика, 1969, № 7.
5. Д.Кюри. Люминесценция кристаллов. М., 1961.
6. Л.Д.Матисен, Э.К.Тальviste, А.-А.Таммик. Уч.зап. Тартуского гос.ун-та, вып.412. Тарту, 1977, 67.

INVESTIGATION OF ZINC SULPHIDE ELECTROLUMINOPHORS DOPED WITH COBALT

B.Kovalyov, V.Golodko

S u m m a r y

The changes in brightness and maintenance of electroluminophors depending on cobalt content are investigated.

By the analysis of experimentally obtained dependences of brightness, maintenance, active current and thermostimulated luminescence on the concentration of quenching impurity and operation time the influence of deep traps on the characteristics of electroluminophors is established.

It is shown that the changes in brightness of electroluminescence during ageing are determined by diminishing of ionisation rate as well as by increase in relative part of nonradiative recombination in total current. The increase in the concentration of shallow traps during the ageing is mentioned.

ПРИБОР ДЛЯ АВТОМАТИЧЕСКОЙ ФОРМОВКИ
ЭЛЕКТРОЛЮМИНЕСЦЕНТНЫХ КОНДЕНСАТОРОВ
ПОСТОЯННОГО ПОЛЯ

В.П.Васильченко, А.К. Каск

Описан прибор для автоматической
формовки электролюминесцентных кон-
денсаторов постоянного поля.

В последние годы много внимания уделяют разработке электролюминесцентных конденсаторов, светящихся при прохождении постоянного тока. Одной особенностью электролюминесцентных конденсаторов постоянного тока (ЭЛКПТ) является то, что все они после изготовления должны быть подвергнуты т.н. формовке. Процесс формовки ЭЛКПТ описан во многих работах (например [1]) и внешне проявляется в увеличении сопротивления ЭЛКПТ постоянному току при подаче на него напряжения выше 20-30 В. Одновременно с уменьшением тока появляется свечение.

В [2] обсуждаются различные режимы формовки и делается вывод о целесообразности формовки в режиме постоянной электрической мощности на ЭЛКПТ.

Прибор для автоматической формовки (ПАФ) ЭЛКПТ предназначен для выполнения указанной задачи. Он представляет собой регулируемый выпрямитель, напряжение на выходе которого автоматически поддерживается на уровне, обеспечивающем постоянную мощность, выделяемую на формируемом ЭЛКПТ (режим постоянной мощности), или на уровне, обеспечивающем постоянный ток через ЭЛКПТ (режим постоянного тока).

Регулировка выходного напряжения осуществляется через электромеханическую обратную связь. Последнее является возможным благодаря тому, что процесс формовки является относительно медленным процессом.

Блок-схема прибора приведена на рис.1.

Основу схемы составляет следящая система, состоящая из датчика входного сигнала (U_{bx}), регулируемого источника опорного напряжения ($U_{он}$), усилителя, усиливающего разность $U_{bx} - U_{он}$, реверсивного электромотора, управляющего величиной напряжения, питающего ЭЛКПТ.

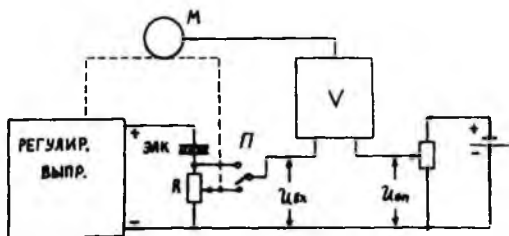


Рис. 1. Блок-схема ПАФ.

Следящая система построена на базе механизма автоматического самопишущего потенциометра ПСР1-02.

Датчиком входного сигнала служит реохорд автоматического потенциометра (R). В режиме формовки ЭЛКПТ постоянным током переключатель Π находится в верхнем положении. В этом случае напряжение U_{bx} пропорционально току через образец. При изменении тока изменяется $U_{bx} - U_{0m}$, появившийся сигнал разбаланса усиливается усилителем УМ-109 и подается на реверсивный двигатель РД-09, который регулирует величину напряжения, питающего образец.

В режиме постоянной мощности переключатель Π находится в нижнем положении. В таком случае U_{bx} пропорционально току через образец и положению движка реохорда φ . Конструктивно движок реохорда и регулятор напряжения питающего ЭЛКПТ соединены так, что угол поворота движка реохорда φ пропорционален последнему, т.е.

$$U_{bx} \sim i\varphi \sim iU_{пит} \sim N,$$

где N - мощность, выделяемая на ЭЛКПТ.

В качестве источника опорного сигнала использован стабилизированный выпрямитель ИПС-020, входящий в комплект ПСР1-02.

Полная принципиальная схема приведена на рис.2.

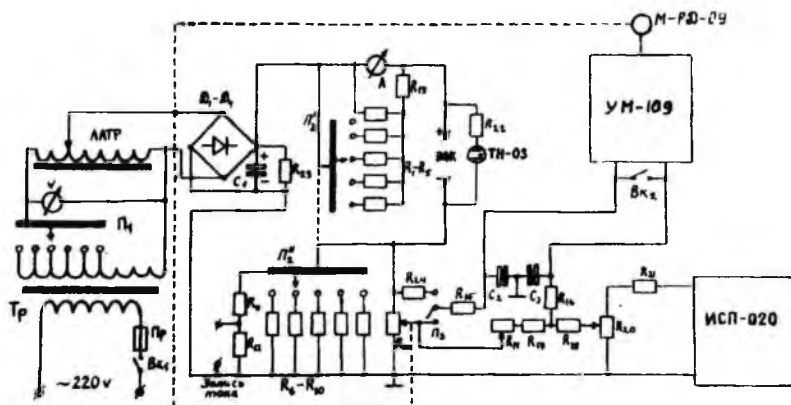


Рис. 2. Принципиальная схема ПАФ.

Как видно из схемы, регулируемый выпрямитель представляет собой мостовой выпрямитель (D_1-D_4), питаемый от лабораторного автотрансформатора ЛАТР-1. Конденсатор C_1 является фильтром выпрямителя. Трансформатор Tr отделяет сеть от схемы ПАФ. Переключателем Π_1 подбирается максимальное значение напряжения, до которого может увеличиваться напряжение на ЭЛКПТ в процессе формовки. Это напряжение измеряется вольтметром V .

Величина тока через образец измеряется амперметром A , а в процессе формовки (в режиме постоянной мощности), может записываться на самописце. Переключателем Π_2 выбирается соответствующий диапазон тока.

Неоновая лампа $TH-03$ является индикатором высокого напряжения на клеммах подключения ЭЛКПТ.

Величина опорного напряжения задается потенциометром R_{20} .

Резисторы R_{15} , R_{16} и конденсаторы C_2 , C_3 составляют фильтр входного сигнала для усилителя. Реохорд R_{13} является датчиком сигнала, пропорционального мощности, выделяемой на ЭЛКПТ. Реохорд R_{14} и резисторы R_{17} , R_{18} служат для выравнивания чувствительности следящей системы по всему диапазону угла поворота φ .

При формовке в обоих режимах происходит увеличение напряжения на ЭЛКПТ. При достижении рабочего напряжения ЭЛКПТ выключается следящая система и автоматически режим формовки переходит в режим формовки при постоянном напряжении. В этом режиме происходит "доформовка" ЭЛКПТ до рабочих значений тока. Выключение следящей системы производится автоматически замыканием входа усилителя выключателем $B\&_2$.

ПАФ предусматривает возможность записи величины напряжения на ЭЛКПТ в процессе формовки на диаграммной ленте, что дает полную картину хода формовки. Для этого используется лентопотяжный механизм самописца ПСР-I-02.

При помощи этого прибора можно подробно и всесторонне исследовать процесс формовки как в различных режимах (постоянное напряжение, постоянный ток, постоянная мощность), так и при различных физических условиях (толщина образца, начальная температура, мощность на образце и т.д.).

В качестве примера приведем график (рис.3), полученный

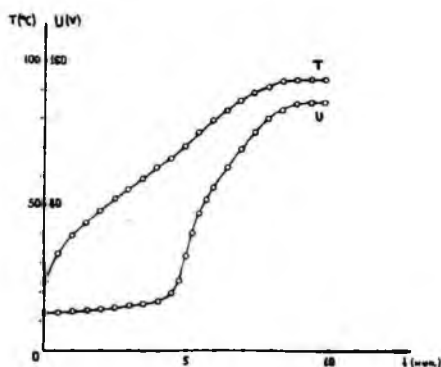


Рис.3. Ход напряжения и температуры образца в процессе формовки в режиме постоянной мощности.

нами при формовке ЭЛКПТ в режиме постоянной мощности. Мы исследовали температуру в образце во время формовки. Ввиду больших сквозных токов образец нагревается, и как видно из рис. 3, при температуре выше 60-65°C начинается интенсивная формовка. Этот опыт показывает наличие критической температуры для формовки.

Литература

1. A.Vecht, N.J.Werring, R.Ellis, P.J.P.Smith. Proc. IEEE, 61, 1973, №7, 902.
2. А.И.Андреев, В.П.Васильченко. Наст. сборник, с.31.

THE INSTRUMENT FOR AUTOMATIC FORMING OF D.C. ELECTROLUMINESCENT CELLS

V.Vasilchenko, A.Kask

S u m m a r y

The instrument for keeping constant electrical current or power on D.C. electroluminescent cells during forming is described.

ПРИРОДА ФОРМОВКИ ЭЛЕКТРОЛЮМИНЕСЦЕНТНЫХ КОНДЕНСАТОРОВ ПОСТОЯННОГО ПОЛЯ

А.И.Андреев, В.П. Васильченко

Обсуждаются основные аспекты формовки электролюминесцентных конденсаторов постоянного поля. Указывается на наличие критической температуры для процесса формовки. Делается вывод об изменении электрофизических свойств поверхностной фазы Cu_2S в процессе формовки.

Одной из интересных разновидностей предпробойной электролюминесценции (ЭЛ) является ЭЛ, возбуждаемая постоянным электрическим полем. Как известно, обычные ЭЛК представляют собой зерна электролюминофора (в основном ZnS с активатором), взвешенные в диэлектрике, и помещенные между обкладками плоского конденсатора, т.е. зерна являются в основном изолированными от обкладок, и естественно, энергия может передаваться им только переменным электрическим полем.

Однако уже в 1956 г. Залм сообщил, что если среда, в которой взвешены зерна электролюминофора, является слабо проводящей, то возможно излучение света под действием постоянного электрического поля [1] .

В дальнейшем это явление интенсивно изучалось Казанским с сотрудниками. ими, по-видимому, впервые был применен специальный электролюминофор для свечения в постоянном поле, очень близкий по свойствам к электролюминофорам постоянного тока, производимым в настоящее время [2] . Это люминофор на базе ZnS , активированный Mn , и содержащий в большом количестве фазу Cu_2S .

Основное отличие ЭЛК, возбуждаемых постоянным током (ЭЛКПТ), от вышеописанных заключается в применении подобного люминофора, а также в особой конструкции самой ячейки . Прежде всего необходимо обеспечить надежный контакт как между люминофором и внешними обкладками, так и между самими зернами электролюминофора. Это создает ряд технологиче-

ских трудностей, связанных с минимальным количеством связующего диэлектрика.

Все ЭЛКПТ после изготовления должны быть подвергнуты т.н. формовке, в процессе которой, по-видимому, и создается тот барьер, на котором впоследствии имеет место концентрация электрического поля, необходимая для возбуждения ЭЛ. Процесс формовки является наименее изученным этапом ЭЛ, возбуждаемой постоянным полем.

Формовка порошковых ЭЛКПТ описана во многих работах (например, [3]) и, как известно, внешне проявляется в увеличении сопротивления ЭЛКПТ постоянному току при подаче на него напряжения выше 20-30 В *. Одновременно с уменьшением тока появляется свечение.

В настоящее время можно считать твердо установленным фактом, что в процессе формовки создается барьер $\text{Cu}_x\text{S}-\text{ZnS}$, на котором концентрируется электрическое поле и происходит возбуждение электролюминесценции по одному из известных механизмов. Однако детальный механизм формовки до сих пор остается неясным. Бесспорным является мнение, что основой процесса формовки служит разрыв или увеличение сопротивления поверхностной фазы Cu_xS вследствие дрейфа ионов меди. Безусловно, часть ионов меди продиффундирует в ZnS . Относительно высокий коэффициент диффузии Cu в ZnS говорит в пользу этого предположения, однако произвести какой-либо расчет этого процесса можно только ориентировочно, т.е. коэффициент диффузии зависит в огромной степени от совершенства кристалликов, от локальной температуры, и от величины локального электрического поля [4]. Практически ни один из этих параметров достоверно не известен.

Нам кажется более убедительным, что в процессе формовки происходит не полный разрыв фазы Cu_xS , а локальное изменение под действием электрического поля стехиометрии

*) Величина этого напряжения в огромной степени зависит от конструкции ЭЛКПТ, в частности от количества диэлектрика, использованного при его изготовлении. Некоторые ЭЛКПТ начинали формоваться при напряжениях около 100 В.

этой фазы с образованием высокоомной прослойки. Известно, что электрические параметры фазы Cu_xS в огромной степени определяются величиной x [5] .

Во всяком случае отметим, что процессы, связанные с формовкой, протекают очень быстро, и в некоторых случаях измеряются секундами.

Емкостные измерения показывают, что толщина образовавшегося барьера зависит от величины напряжения формовки и от времени работы ЭЛКПТ (особенно в начальной стадии старения). Анализ электрических свойств сформованного ЭЛКПТ показывает, что образуются два включенных навстречу друг другу барьера с резко несимметричными характеристиками. Они становятся симметричными после подачи на ЭЛКПТ переменного напряжения с амплитудой, не превышающей напряжение формовки, либо после перерыва в работе (несколько часов) (см. рис. I).

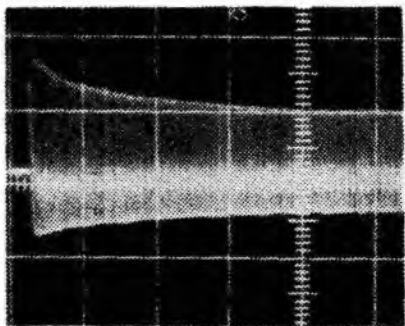


Рис. I. Релаксация тока через ЭЛКПТ при возбуждении последнего синусоидальным напряжением. (Скорость развертки 2 см/сек).

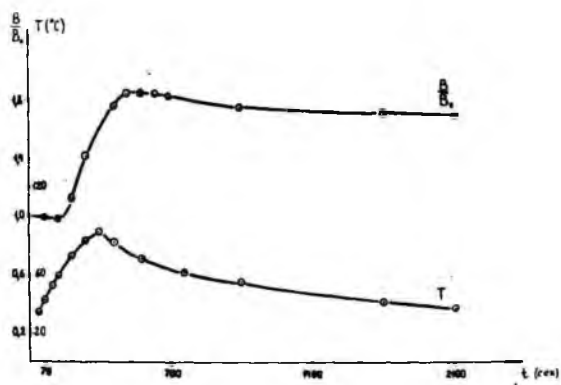


Рис.2. Необратимое увеличение яркости свечения люминофора постоянного тока при нагревании формирующегося конденсатора.

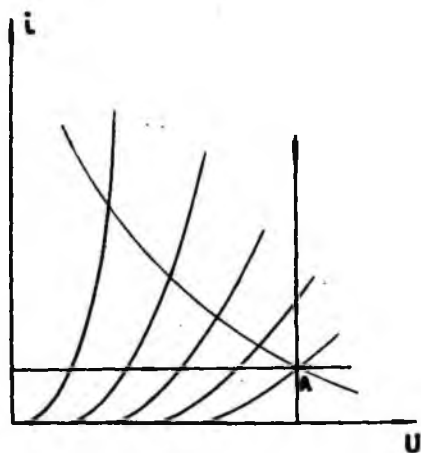


Рис. 3.
К выбору оптимального режима формовки.

Уже в ранних работах (например, [3]) отмечалась роль нагрева ЭЛКПТ в процессе формовки на ход последнего. С целью более детального исследования влияния температуры на процессы формовки нами были изготовлены ЭЛК переменного тока из электролюминофора постоянного тока. Коэффициент заполнения ЭЛК люминофором был мал для того, чтобы исключить непосредственные контакты между электродами и люминофором, а также между самими зернами люминофора. Тем самым исключались большие сквозные токи, способные нагревать ЭЛК.

Естественно, такие ЭЛК могли светиться только в переменном поле. Свечение их было очень слабым в виду почти полного шунтирования кристалликов ZnS проводящей поверхностной фазой. При повышении температуры образца начиная с температуры $\approx 60^{\circ}C$ свечение интенсивно увеличивалось, как мы считаем, вследствие процесса формовки.*) Это увеличение яркости было необратимым (рис.2). По-видимому, температура около $60^{\circ}C$ является пороговой температурой для процессов формовки.

Ниже будет описан прямой опыт, подтверждающий наличие критической температуры для процесса формовки в постоянном электрическом поле.

Коротко о режиме формовки.

Существуют работы, в которых рекомендуется процесс формовки проводить при постоянном токе через ЭЛКПТ, либо при постоянном напряжении на ЭЛКПТ [6]. Покажем, что оба эти режима не являются оптимальными. Действительно, в процессе формовки В/А характеристики ЭЛКПТ изменяются так, как это качественно показано на рис. 3. Пусть точка А - рабочая точка сформованного ЭЛКПТ. В таком случае формовка постоянным током означает переход в эту точку по горизонтальной линии пост.тока, формовка же пост.напряжением означает спуск по вертикальной линии постоянного напряжения.

Первый режим является неоптимальным в связи с тем, что

*) Конечно, детально процесс формовки в переменном поле отличается от формовки в постоянном поле, но в данном случае это не играет роли.

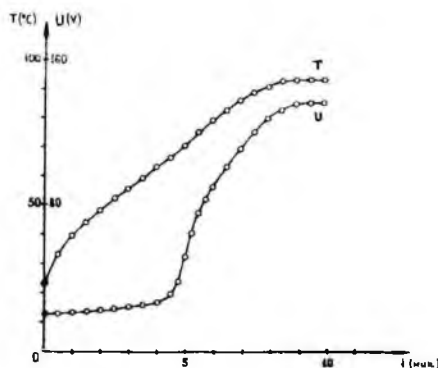


Рис.4. Ход напряжения и температуры образца в процессе формовки в режиме постоянной мощности, выделяемой на ЭЛКПТ.

в начале формовки на ЭЛКПТ выделяется очень малая мощность, и, следовательно, процесс формовки будет замедленным. Во втором случае, наоборот, в начале формовки из-за огромной мощности, выделяемой в ЭЛКПТ, возможно прогорание последнего. Второй режим вполне пригоден для ЭЛКПТ, у которых велико последовательное сопротивление, ограничивающее начальный ток.

Наиболее оптимальным режимом формовки следует признать режим постоянной мощности на ЭЛКПТ (гипербола на рис.3). В этом режиме обеспечивается постоянство выделяемой мощности, а, следовательно, и температуры образца.

Для проведения формовки в таком режиме нами был разработан прибор, автоматически поддерживающий мощность на ЭЛКПТ постоянной.

При помощи этого прибора можно подробно и всесторонне исследовать процесс формовки как в различных режимах

(пост.напряжение, пост.ток, пост.мощность), так и при различных физических условиях (толщина образца, начальная температура, мощность на образце и т.д.).

Интересный результат был получен при формовке ЭЛКПТ в режиме пост.мощности. Мы исследовали температуру в образце во время формовки. Ввиду больших сквозных токов образец нагревается, и как видно из рис.4, при температуре 60-65°C начинается интенсивная формовка. Этот опыт еще раз, уже в чистом виде, показывает наличие критической температуры для формовки и дает такое же значение этой температуры, какое уже было получено выше.

Свечение сформованного ЭЛКПТ, включенного в прямом направлении, сосредоточено у положительного электрода (проводящее стекло) и занимает не более 10% от всей толщины, как это описывалось в [3] .

При перемене полярности возбуждающего напряжения область свечения начинает плавно перемещаться к другому электроду. Время перемещения - $0,5 \div 1,0$ сек при толщине образца ≈ 40 мкм. При последующих переменных полярности возбуждающего напряжения свечение перемещается не плавно, а скачками от одного электрода к другому.

Обсуждению результатов и созданию модели процессов, происходящих в ЭЛКПТ, в значительной мере препятствует неопределенность процессов в ЭЛКПТ, вызванная разбросом их параметров из-за несовершенства технологии изготовления.

Постараемся создать модель процессов, происходящих при ЭЛ в постоянном поле, опираясь лишь на наиболее общие явления.

Как уже отмечалось, электрические свойства несформованного ЭЛКПТ определяются поверхностной фазой Cu_∞S , сплошь покрывающей зерна ZnS . Затем в процессе формовки происходит разрыв этой проводящей фазы, в результате чего начинает работать барьер $\text{Cu}_\infty\text{S}-\text{ZnS}$. Большинство авторов при рассмотрении формовки считают, что разрыв проводящей фазы (или очистка ZnS от Cu_∞S) происходит за счет диффузии Cu^+ в ZnS .

По нашему мнению, такой процесс маловероятен. Действительно, силовые линии электрического поля вообще не прони-

кают в ZnS , т.к. он зашунтирован низкоомной фазой $Cu_{\infty}S$, и, следовательно, поле не может способствовать дополнительному проникновению ионов меди в ZnS . Локальный нагрев ЭЛКПТ, который имеет место при формовке сам по себе (без поля), не может вызвать формовки, как не вызывает формовки просто нагрев образца.

Гораздо более вероятным процессом можно считать не очистку ZnS от фазы $Cu_{\infty}S$ на локальном участке, а локальное повышение сопротивления фазы $Cu_{\infty}S$ в результате диффузии ионов меди в самой фазе $Cu_{\infty}S$.

Случайное отклонение состава фазы на каком-либо участке вызовет увеличение сопротивления этого участка и повышение напряженности поля, что, в свою очередь, будет способствовать дрейфу ионов меди из этой области. По-видимому, процесс остановится, когда сопротивление участка станет максимальным.

По данным многочисленных работ (см., например, [5,7]), электрофизические свойства сульфида меди, в том числе удельное сопротивление, могут резко изменяться при незначительном изменении коэффициента x .

Таким образом, за счет изменения стехиометрического состава фазы $Cu_{\infty}S$ вполне возможно создание участка с удельным сопротивлением, в десятки раз превышающим удельное сопротивление всего остального объема. Это и будет служить причиной концентрации поля и появления ЭЛ на барьерах, включенных параллельно высокоомному участку. Создание таких высокоомных областей сходно с механизмом образования доменных состояний в некоторых полупроводниках, образуется своеобразный "ионный домен".

Раз образовавшись, высокоомная прослойка должна обязательно переместиться к положительному электроду вследствие дрейфа ионов меди в электрическом поле.

Как уже говорилось, при переключении полярности возбуждающего напряжения область концентрации поля перемещается к противоположному электроду со скоростью $\approx 10^{-2}$ см/сек. Это позволяет оценить подвижность ионов меди в соединении $Cu_{\infty}S$ ($x \approx 2$), предположив локальную напряженность поля 10^4 В/см, получим $\mu = 10^{-6}$ см²/В.сек.

По данным [8], коэффициент диффузии Cu^+ в Cu_2S при

$T = 503 \text{ K}$ составляет $1,85 \cdot 10^{-6} \text{ см}^2/\text{сек}$, при $T = 603 \text{ K}$ — $4,6 \cdot 10^{-6} \text{ см}^2/\text{сек}$ и при $T = 693 \text{ K}$ — $9,4 \cdot 10^{-6} \text{ см}^2/\text{сек}$. Отсюда легко найти коэффициент диффузии для 300 K . Он составляет $5 \cdot 10^{-8} \text{ см}^2/\text{сек}$. Наконец, из соотношения Эйнштейна находим $\mu = 2 \cdot 10^{-6} \text{ см}^2/\text{В.сек}$. Совпадение результатов вполне убедительно.

В свете вышеизложенного частичное восстановление яркости и тока после перерыва [9] можно представить как частичное восстановление величины коэффициента α в высокоомном слое Cu_2S , которое возможно за счет обратной диффузии ионов меди, либо за счет их дрейфа под действием поляризованного поля. Этим же можно объяснить и релаксацию переменного тока (см.рис.1), однако следует все-таки учитывать большую разницу во временах релаксаций. Если после перерыва яркость и ток при возбуждении постоянным напряжением релаксируют за минуты (2 – 3 мин), то при возбуждении переменным напряжением время релаксации измеряется 1-2 сек (рис.1).

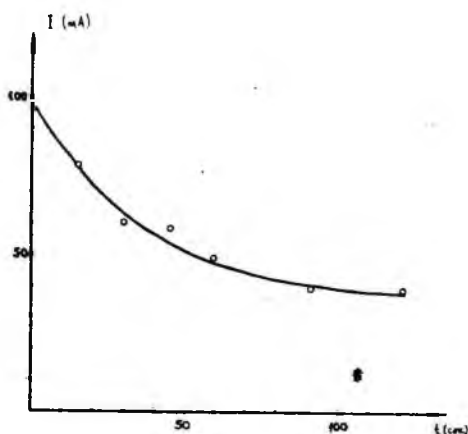


Рис. 5. Уменьшение тока через Cu_2S под действием постоянного напряжения.

В свете вышеизложенного можно ожидать, что высокоомные домены будут образовываться под действием электрического поля в сернистой меди, взятой в чистом виде. На рис. 5 представлен график "формовки" своеобразного конденсатора, в котором вместо электролитного анода помещалась сернистая медь.

Опираясь на описанную модель можно объяснить очень широкий круг явлений, однако без более детальной ее проверки этого делать не следует.

Литература

1. P. Zalm. Phil. Res. Rep., 11, 1956, N° 5, 353.
2. О.Н. Казанкин, Ф.М. Пекерман, Л.Н. Петошина. Опт. и спектр., 7, 1959, 776.
3. A. Vecht, H. J. Werring, R. Ellis, P. I. P. Smith. Proc. IEEE, 61, 1973, N° 7, 902.
4. Б.И. Болтакс. Уч. зап. Тартуского гос. ун-та, вып. 379, Тарту, 1976, 3.
5. N. Nakayama. Jap. J. Appl. Phys., 4, 1969, N° 4, 450.
6. Г.А. Савельев, Н.Н. Семенов. Изв. ЛЭТИ, 87, 1969, 15.
7. Г.В. Самсонов, С.В. Дроздова. Сульфиды. М., "Металлургия", 1972, 32.
8. Справочник химика, т. 3. М., "Химия", 1964.
9. А.А. Вдовенков, К.М. Королевцев, А.П. Поканевич. Укр. физ. ж., 16, 1971, № 3, 366.

THE NATURE OF FORMING OF D.C.ELECTROLUMINESCENT CELLS

A.Andreev, V.Vasilchenko

S u m m a r y

The main properties of the forming of D.C. electrolu-
minescent cells are described in this paper. It is supposed,
the forming is due to moving of copper ions in surface phase
 Cu_xS . It changes the electrical properties of this phase,
and increases the local electrical field.

The critical temperature for forming (about 65°C) was
found.

ОБ ИДЕНТИФИКАЦИИ ПОВЕРХНОСТНОЙ ФАЗЫ В ЭЛЕКТРОЛЮМИНОФОРАХ ПОСТОЯННОГО ПОЛЯ

В.П.Басильченко, А.К. Каск

Измерением спектра оптического пропускания поверхностной фазы в электролюминофорах постоянного поля было установлено, что ширина запрещенной зоны этой фазы составляет приблизительно 2,2 эВ, что соответствует дигениту ($\text{Cu}_{1,8}\text{S}$).

По современным представлениям, предпробойная электролюминесценция (ЭЛ) возникает на границе перехода сульфида цинка и поверхностной фазы сульфида меди. Особенно велика роль поверхностной фазы в электролюминесценции, возбуждаемой постоянным электрическим полем (ЭЛПТ), т.е. в этом случае сульфид меди полностью покрывает зерна сульфида цинка.

Однако до сих пор практически ничего не известно о свойствах этой поверхностной фазы. Обычно ее обозначают как Cu_xS , где x может принимать значения от 1 до 2.

Соединение Cu_xS образует ряд устойчивых форм при некоторых значениях x [1]. Для нас наибольший интерес представляют следующие: Cu_2S - халькозин, $\text{Cu}_{1,5}\text{S}$ - дюрлениит, $\text{Cu}_{1,8}\text{S}$ - дигенит.

Оптические и электрические свойства этих трех соединений резко различаются и подробно исследованы Накаямой [2] и другими авторами. Приведем таблицу, заимствованную из работы [2], подробно описывающую эти свойства. При этом отмечается, что все эти соединения обладают дырочной проводимостью.

Для конкретизации значения коэффициента x в поверхностной фазе ЭЛПТ нами был измерен спектр оптического поглощения этой фазы. Основная сложность при этом заключается в том, что пленка Cu_xS покрывает микрокристаллики ZnS очень тонким слоем, составляющим по нашим оценкам, $0,1 \pm 1\%$ их толщины, поэтому, с одной стороны, абсолютная величина коэффициента поглощения очень мала, с другой стороны, неопределенность толщины пленки не позволяет определить его точное численное значение.

Таблица 1

Электрофизические свойства сульфидов меди

	Проводи- мость I/Ом.см	Подвиж- ность см ² /В.сек	Конц.носит. I/см ³	Ширина запр. зонн эВ
Cu_2S	15	3,6	$2,6 \cdot 10^{19}$	1,0
$\text{Cu}_{1,96}\text{S}$	35	$\sim 10^{-2}$	$\sim 10^{22}$	1,5
$\text{Cu}_{1,8}\text{S}$	230	0,51	$2,8 \cdot 10^{21}$	2,3

Для определения спектра оптического поглощения поверхностной фазы мы воспользовались следующим приемом.

Известно, что центрами свечения при ЭЛПТ являются ионы марганца, внедренные в ZnS . Спектр фотолуминесценции ZnS-Mn практически не зависит от интенсивности возбуждающего света [3].

Если сравнить спектр фотолуминесценции электролюминофора, в котором зерна ZnS-Mn полностью покрыты фазой Cu_∞S со спектром фотолуминесценции того же люминофора, но с отмытой поверхностью фазой, то по различию этих спектров можно судить о спектре оптического поглощения этой фазы.

Разумеется, это возможно лишь в том случае, если спектр излучения не совпадает с каким-либо плато в спектре поглощения.

Отмывка фазы Cu_∞S производилась в аммиачном растворе в присутствии окислителя (персульфат аммония).

На рис.1 представлен спектр поглощения фазы Cu_∞S , полученный как отношение спектра излучения люминофора с отмытой поверхностной фазой к спектру излучения исходного люминофора.

Следует отметить, что полученный таким образом спектр поглощения фазы Cu_∞S с большой точностью совпал со спектром поглощения дигенита - $\text{Cu}_{1,8}\text{S}$, приведенным в работе [2].

Предполагая непрямые переходы, построим зависимость $\sqrt{h\nu}$ как функцию энергии поглощаемых квантов, где $h \sim \lg \frac{I}{I_{\text{отм.}}}$ (/ $I_{\text{отм.}}$ неотм.). Из рис.2 видно, что эта зависимость дана дву-

Рис. 1.

Спектр оптического поглощения поверхностной фазы в электролюминесфорах постоянного поля.

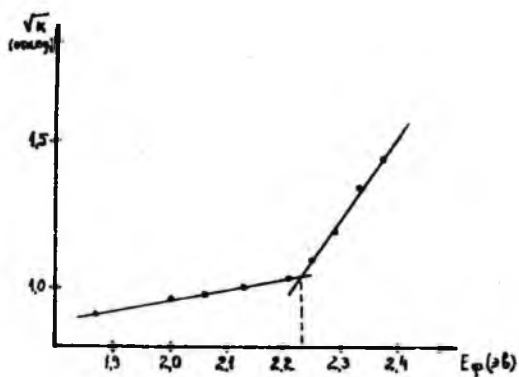
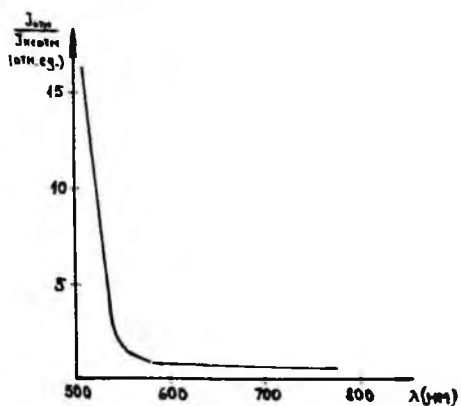


Рис. 2. Построение зависимости квадратного корня коэффициента поглощения от энергии поглощенных квантов.

мя прямыми ветвями, точка пересечения которых приблизительно соответствует ширине запрещенной зоны поглощающей фазы [4] .

Полученное значение (2, 22 эВ) несколько отличается от значения для $\text{Cu}_{1,8}\text{S}$, приведенного в [2] . Однако учитывая некоторую погрешность, связанную с малым абсолютным значением поглощения в пленке, можно уверенно идентифицировать поверхностную фазу в электролюминофорах постоянного поля как $\text{Cu}_{1,8}\text{S}$.

Литература

1. Г.Самсонов, С.Дроздова. Сульфиды. М., "Металлургия", 1972.
2. N.Nakayama. J.Phys. Soc. Japan. 25, 1968, 290.
3. Н.Борисенко, Ф.Коджеспиров, Б.Шолежаев. Ж. прикладной спектроскопии, 24 , 1976, № 3, 466.
4. G.G.MacFarlane and V.Roberts.Phys. Rev. 98, 1955, 1865.

ABOUT IDENTIFICATION OF THE SURFACE PHASE IN D.C. ELECTROLUMINOPHORS

V.Vasilchenko, A.Kask

S u m m a r y

By measurement of optical transmission of the surface phase in D.C. electroluminophors, this phase was identified as digenite ($\text{Cu}_{1,8}\text{S}$) with bandgap about 2,2 eV.

УСОВЕРШЕНСТВОВАНИЕ НЕКОТОРЫХ МЕТОДОВ ИССЛЕДОВАНИЯ ДЕГРАДАЦИИ ZnS-ЭЛЕКТРО- ЛЮМИНОФОРОВ

Л.Д.Матизен, Э.К.Тальвисте, А.-А.А.Таммик

Предложен критерий оценки элементарности кривых старения электролюминофоров, полученных при старении последовательно в двух режимах. Определено влияние различных газов на начальную яркость и стабильность электролюминофора ЭЛ-5И6.

Вопрос о том, происходит ли спад яркости электролюминофоров при их старении по элементарному закону или же является результатом наложения нескольких составляющих, до сих пор окончательно не выяснен (см., например, [1-4]). Анализ монотонных кривых спада яркости, которые обычно наблюдаются у порошковых электролюминофоров в органических связующих, является особенно затруднительным [5].

Элементарными можно назвать кривые спада яркости, которые описываются определенной функцией времени $F(\alpha t)$, содержащей только один параметр (α). При этом предполагается, что в различных условиях рабочей среды (влажность, газовый состав, температура) и возбуждения (частота, напряжение) α приобретает соответствующее данному режиму значение. Выражения для спада яркости во времени для двух выбранных режимов (1) и (2) имеют вид

$$B_1(t) = B_{01} F(\alpha_1 t), \quad (1)$$

$$B_2(t) = B_{02} F(\alpha_2 t), \quad (2)$$

где B_{01} и B_{02} - начальные яркости. Для однотипных образцов $B_{01} = B_{02} = B_0$. Например, при старении на различных

частотах возбуждения при прочих равных условиях можно величину α считать пропорциональной частоте. Это означает существование так называемой универсальной кривой старения [1,6], что и наблюдается на опыте. При вариации остальных условий старения, однако, зависимость α от характеристик среды и возбуждения (относительная влажность, температура, напряжение и т.д.) не является линейной и анализ кривых старения осложняется.

В этих случаях полезным может оказаться следующая процедура. Пусть наряду с кривыми старения в фиксированных режимах (1) и (2) имеется еще такая, которая получена в два этапа: сначала в течение времени t_1 в режиме (1), а затем (при $t > t_1$) – в режиме (2). Яркость этих образцов в момент времени t_1 выражается согласно соотношению (1) как $B_1(t_1) = B_0 F(\alpha_1 t_1)$, а в течение второго этапа:

$$B_{12}(t) = B_0 F(\alpha_1 t_1) \cdot F[\alpha_2 (t - t_1)], \quad (t > t_1). \quad (3)$$

Умножением последнего выражения на масштабный множитель $F(\alpha_2 t_1) / F(\alpha_1 t_1)$ мы получим функцию $B_{12}^*(t)$, которая при $t = t_1$ равна B_2 :

$$B_{12}^*(t) = B_0 F(\alpha_2 t_1) \cdot F[\alpha_2 (t - t_1)]. \quad (4)$$

Определим функцию $D(\alpha, t_1, t)$ следующим образом

$$D(\alpha, t_1, t) = \frac{B_2 - B_{12}^*}{B_0} = F[\alpha_2 (t + t_1)] - F(\alpha_2 t_1) F(\alpha_2 t). \quad (5)$$

Для некоторых конкретных видов функции F имеем следующее:

Выражение для $F(\alpha t)$	Характер функции D	
$\exp(-\alpha t)$	$D = 0$	(6)
$1/(1 + \alpha t)$	$D > 0$	(7)

("Формула Робертса" [1])

$$1/(1 + \alpha t^n), \quad n = 2, 3, \dots \quad D < 0 \quad (8)$$

при не очень больших t

Таким образом, по знаку функции D можно судить о характере кривых старения.

Пример экспериментальных кривых старения электролюминофора ЭЛ-516 в связующем ЭП-96 (на частоте 5 кГц при комнатной температуре) приведен на рис.1. Кривая 1 получена при относительной влажности рабочей среды 45% (режим (1)), кривая 2 - в сухой атмосфере (режиме (2)). Кривая 3 относится к образцам, переставленным после 21 часа работы в среде с 45-процентной влажностью в сухую. Кривая 3а является в данном случае функцией B_{12}^* . Сравнение с кривой 2, которая представляет собой $B_2(t)$, показывает, что в данном случае, согласно определению (5) $D < 0$. Следовательно, при старении в средах с различной влажностью элементарные законы спада яркости первого или второго порядка (6) и (7) не могут в полной мере описывать кривые старения. Возможны два варианта: или имеет место элементарный закон спада порядка выше второго (см. также [7]), или же спад яркости неэлементарен. Для проверки была проведена обратная процедура: образцы после старения в сухой среде в течение времени $t_1 = 21$ час были переставлены во влажную (45%). Полученная аналогичным образом функция B_{21}^* (при этом режимы (1) и (2) менялись местами) изображена на рис.1 кривой 4.

Видно, что в этом случае $D > 0$. Таким образом, универсального элементарного закона спада яркости при старении в средах с различной влажностью получить не удалось. Остается предположить, что старение определяется наложением нескольких процессов. Весьма вероятным можно считать замедление процесса старения накоплением продуктов, образовавшихся в электролюминофоре в результате реакции, протекающей в нем при старении. Действительно, после быстрого старения во влажной среде скорость дальнейшего старения в сухой среде оказывается меньше, чем у тех образцов, которые работали только в сухой атмосфере. И наоборот, поскольку в сухой атмосфере накопление продуктов реакции старения происходит в незначительной мере, то скорость старения после перестановки образцов из сухой среды во влажную оказывается больше, чем у образцов, работающих все время во влажной среде.

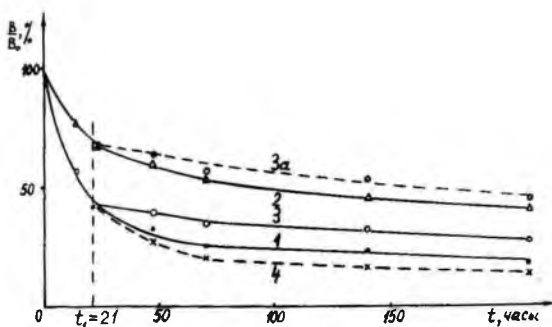


Рис. 1. Кривые старения, иллюстрирующие их неэлементарность. 1 – экспериментальная кривая для ЭЛ-516 при влажности среды в 45%, 2 – то же в сухой среде, 3 – кривая старения образцов, переставленных из влажной среды в сухую, 3а – кривая 3, умноженная на масштабный множитель, 4 – аналогичная (3а) кривая для образцов, переставленных из сухой среды во влажную.

Природа процессов, приводящих к замедлению старения, до сих пор не установлена. Прежде всего возникает вопрос, является ли скорость старения в сухом воздухе минимальной или же возможно ее дальнейшее уменьшение путем, например, адсорбции каких-либо других газов. Проведение опытов по влиянию газов на электролюминесценцию встречает известные методические затруднения [8] .

С целью более четкого выделения эффектов влияния газов нами предлагается следующий способ. Предварительно на зерна люминофора наносится тонкий слой твердотельного сорбента, а затем производится адсорбция требуемого газа. В качестве сорбента был выбран гель кремниевой кислоты (силикагель), тонкий слой которого был нанесен из водного

раствора тетраэтоксисилана (ТЭС). Всушенный люминофор помещали в ампулу, откачивали из нее воздух (до давления 10^{-3} Па), там же производили нагрев люминофора до 300°C с последующей адсорбцией выбранного газа. Из обработанного таким образом люминофора ЭЛ-5И6 были изготовлены партии ЭЛК и сняты их кривые старения в сухой среде и при 45% относительной влажности. Пример кривых старения приведен на рис. 2, а основные результаты сведены в таблицу. Мерой стабильности служит яркость после 100 часов работы.

Па), там же производили нагрев люминофора до 300°C с последующей адсорбцией выбранного газа. Из обработанного таким образом люминофора ЭЛ-5И6 были изготовлены партии ЭЛК и сняты их кривые старения в сухой среде и при 45% относительной влажности. Пример кривых старения приведен на рис. 2, а основные результаты сведены в таблицу. Мерой стабильности служит яркость после 100 часов работы.

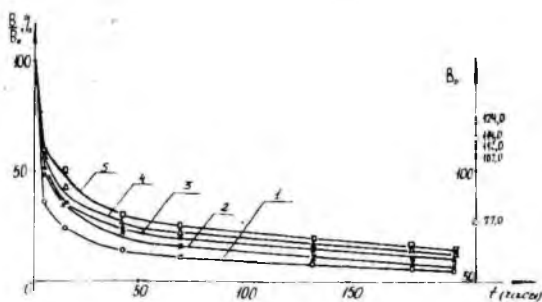


Рис. 2. Кривые старения люминофора ЭЛ-5И6 с различными адсорбированными газами на частоте 5 кГц при комнатной температуре и влажности в 45%. 1 - люминофор с адсорбированным сухим воздухом, 2 - люминофор со слоем геля кремниевой кислоты, 3 - стандартный люминофор, 4 - адсорбирован NH_3 , 5 - адсорбирован SO_2 . Справа - шкала начальных яркостей образцов (в нитах).

Таблица I

Изменение характеристик люминофора ЭЛ-516
при адсорбции газов

Модификация люминофора ЭЛ-516	Начальная яркость (отн.ед.)		Стабильность (отн.ед.)	
	в сухой среде	при 45% влажности	в сухой среде	при 45% влажности
Стандартная	100	100	100	100
Обработка ТЭС	100	105	90	80
Сорбция $A\gamma$	100	-	85	-
O_2	75	70	75	55
Cl_2	10	-	190	-
SO_2	95	100	90	120
NH_3	105	110	105	115

Можно заметить следующее:

1) нанесение слоя геля кремниевой кислоты незначительно влияет на начальную яркость и стабильность люминофора в сухой среде, что и оправдывает его применение в качестве нейтрального сорбента к зернам люминофора,

2) адсорбция нейтрального газа ($A\gamma$) имеет незначительное влияние на начальную яркость люминофора,

3) адсорбция кислорода снижает как начальную яркость, так и стабильность люминофора,

4) адсорбция хлора снижает начальную яркость в 10 раз, увеличивая при этом стабильность в 2 раза,

5) адсорбция NH_3 (а также SO_2 с последующим старением во влажной среде) приводит к одновременному увеличению как начальной яркости, так и стабильности люминофора.

В опытах по адсорбции отчетливо проявляется участие кислорода в реакции старения, предполагаемое в работе [9]. Важно также, что в определенных условиях можно получить

одновременное увеличение как начальной яркости, так и стабильности, что составляет полезное исключение от известного правила: увеличение стабильности возможно в ущерб начальной яркости [3,10]. Невысокая абсолютная величина эффекта адсорбции в нашем случае может быть связана с тем, что дополнительный сорбент в некоторой мере блокирует поверхность люминофора.

Литература

1. S.Roberts. J.Appl.Phys., 28, 1957, 262.
2. W.A.Thornton. J.Electrochem. Soc., 107, 1960, 895.
3. W.Lehmann. J.Electrochem. Soc., 113, 1966, 40.
4. Л.Д.Матизен и др. Уч.зап.Тартуского гос.ун-та, вып.346. Тарту, 1975, 132.
5. Л.Д.Матизен и др. Уч.зап.Тартуского гос.ун-та, вып.421. Тарту, 1977, 67.
6. Л.Д.Матизен и др. Уч.зап.Тартуского гос.ун-та, вып.379. Тарту, 1976, 97.
7. Н.П.Сошин. Уч.зап.Тартуского гос.ун-та, вып. 315. Тарту, 1973, 105.
8. Л.Д.Матизен и др. В сб.: Вопросы физики электролюминесценции. Киев, "Наукова Думка", 1975, 158.
9. Б.М.Синельников, С.Т.Шикунова. В сб.: Шестая Всесоюзная конференция по электролюминесценции. Тезисы докладов. Днепропетровск, 1977, 61.
10. Ф.М.Пекерман и др. В сб.: Электролюминесценция твердых тел и ее применение. Киев, "Наукова Думка", 1972, 192.

IMPROVEMENT OF SOME METHODS TO INVESTIGATE
THE DEGRADATION OF ZnS - ELECTROLUMINOPHORS

L.Matisen, E.Talviste, A.-A.Tammik

S u m m a r y

By the analysis of long-time brightness decay curves of the electroluminophor EL-516 aged consecutively at various conditions of relative humidity (by 0 and 45 per cent) it is shown that the elementary degradation cinetics (mono- or bimolecular) is not observed. A tendency to saturation is assumed as a result of accumulation of the products of attendant chemical reaction.

Experiments with the adsorption of several gases (Ar, O₂, Cl₂, SO₂, NH₃) on the grains of the electroluminophor, preliminary covered with thin film of solid adsorbent (silicagel) have been carried out. Adsorption of oxygen results in reduction of the initial brightness and lifetime of the luminophor. Both parameters are enhanced by 10-20 per cent after adsorption of NH₃.

УСТАНОВКА ДЛЯ ИЗГОТОВЛЕНИЯ ГЕТЕРОПЕРЕХОДОВ Si-ZnS МЕТОДОМ ВАКУУМНОГО ИСПАРЕНИЯ

И.Ф.Тигане, Х.Р.Типп

Описана безмасляная сверхвысоковакуумная установка на базе турбомолекулярного насоса ТМН-200 и насоса типа "орбитрон". Для напыления сернистого цинка используется электронно-лучевой испаритель, предельная мощность которого 2 кВт. Для нагревания кремниевой подложки используется электронно-лучевая пушка. При мощности пушки 114 Вт в течение 6 минут достигается температура 1250°C. Предельная мощность электронно-лучевой пушки 300 Вт. За процессом синтеза гетеропереходов Si-ZnS следят квадрупольным масс-спектрометром.

Проблемы создания гетероэпитаксиальных тонких пленок соединений $\text{A}^{\text{III}}\text{B}^{\text{V}}$ на полупроводниках в настоящее время изучены относительно мало [1]. Анализ существующих данных гетероэпитаксиального наращивания соединений $\text{A}^{\text{III}}\text{B}^{\text{V}}$ на полупроводниках показывает [1,2], что механизм образования таких пленок связан с образованием в процессе роста дефектного переходного слоя между подложкой и остальным объемом пленки, толщина которого может превосходить толщину первого плотного слоя. Основными причинами образования переходного слоя являются:

- 1) загрязнение и дефекты поверхности подложки;
- 2) преимущественная трехмерность зарождения пленок, обуславливающая образование дислокаций, захват примесей, ускорение диффузии примесей из подложки в пленку.

В случае полупроводниковых подложек (Si , Ge и др.) в результате механической обработки на их поверхности образуется нарушенный слой со многими дефектами. По литературным данным [3], после устранения химическим путем этого слоя на поверхности монокристаллического кремния образуется аморфный слой окисла SiO_x , не благоприятный для дальнейшего наращивания эпитаксиального слоя. Для уда-

ления окисной пленки в вакуумной системе требуется довольно высокая температура (1250°C) и длительное время прогрева при той же температуре. Но при этом могут возникать углеродные соединения на поверхности кремния, причем источниками атомов углерода при высокой температуре могут быть все детали вакуумной системы, в первую очередь радиационные испарители с металлическими нагревателями. Для устранения этого недостатка кремниевую подложку прогревают кратковременно (чтобы избежать опасности термического травления поверхности подложки при близкой к расплавлению кремния температуре [4,5]) при 1400°C .

По литературным данным [5], лучшие результаты выращивания эпитаксиальных слоев ZnS на монокристаллическом кремнии были получены в условиях сверхвысокого вакуума электронно-лучевым испарением вещества. При этом сверхвысоковакуумная установка должна соответствовать следующим требованиям.

1) Давление остаточных газов (свободные от масляных паров) в рабочем объеме должно быть не более 10^{-8} Тор. При таком вакууме время осаждения одного мономолекулярного слоя остаточных газов на подложке составляет 190 сек [3], т.е. имеется необходимый промежуток времени для синтеза "чистого" гетероперехода.

2) Рабочая камера установки должна быть цельнометаллическая, с металлическими прокладками и прогреваемая [6].

О п и с а н и е у с т а н о в к и

Схема сконструированной нами вакуумной установки приведена на рис.1. Рабочая камера (4) вакуумной системы изготовлена из нержавеющей стали. Объем рабочей камеры 35 литров. Фланцы уплотняются медными проволочными прокладками. Все вентили (2,7,16) цельнометаллические. Степень вакуума измеряется вакуумметром ВИ-14 с ионизационным датчиком МИ-27 (5). (Предел измерения $1 \cdot 10^{-1}$ — $1 \cdot 10^{-10}$ Тор.)

Форвакуум получается при помощи центральной форвакуумной линии, высокий вакуум — при помощи турбомолекулярного насоса ТМН-200 (1). Сверхвысокий вакуум получается при помощи насоса типа "орбитрон" (8). Во время запуска

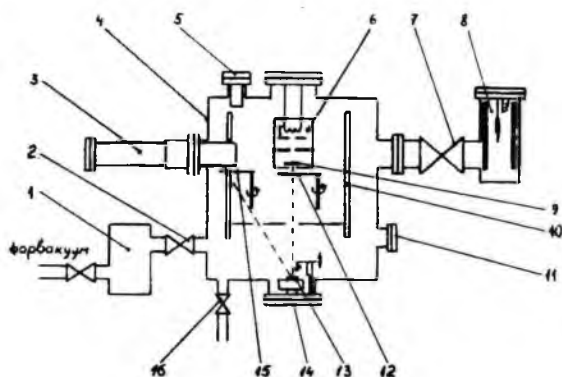


Рис.1. Схема вакуумной установки.

I - турбомолекулярный насос ТМН-200, 2 - цельнометаллический вентиль с $D_y = 50$ мм, 3 - квадрупольный масс-спектрометр КМ-I, 4 - рабочая камера, 5 - ионизационный датчик МИ-27, 6 - электронно-лучевая пушка, 7 - цельнометаллический вентиль с $D_y = 120$ мм, 8 - насос типа "орбитрон", 9 - кремниевая подложка, 10 - металлический экран (при температуре жидкого азота), 11 - смотровое окно, 12-15 - экраны, 13 - таблетка ZnS, 14 - электронно-лучевой испаритель, 16 - цельнометаллический вентиль $D_y = 25$ мм.

последнего вспомогательным является турбомолекулярный насос, поскольку в начальный период орбитронный насос выделяет водород (ухудшение вакуума на 2 порядка). После запуска турбомолекулярный насос отделяется при помощи вентилей (2) и орбитрон работает на себя. После трехчасовой дегазации рабочей камеры при температуре 250°C в системе был достигнут вакуум $5 \cdot 10^{-9}$ Тор.

Для измерения парциальных давлений, а также скорости напыления по молекулярным потокам в вакуумную систему включен квадрупольный масс-спектрометр КМ-I (3). Для из-

мерения скорости напыления имеется специальный экран (15), который открывает путь напыляемому веществу прямо в ионизационную камеру масс-спектрометра.

Другой экран (12) открывает путь напыляемому веществу к кремниевой подложке (9), которая находится в одном корпусе с электронно-лучевой пушкой (6). Для облегчения управления режимом работы электронно-лучевого испарителя (14) в корпусе рабочей камеры встроено смотровое окно (11). Для локального улучшения вакуума в активном районе синтеза гетеропереходов (в промежутке от испарителя до подложки) эта область в рабочей камере окружена металлическим экраном из нержавеющей стали (10), находящимся при температуре жидкого азота.

Расстояние от напыляемого вещества (13) до кремниевой подложки (9) 22 см.

Э л е к т р о н н о - л у ч е в о й и с п а р и т е л ь

Для напыления используется ZnS марки "для люминофоров" в виде прессованных таблеток или кусков монокристалла марки БГО 035084 ТУ. Распыление осуществляется электронно-лучевым испарителем (рис.2). Принцип работы испарителя следующий [7]. Электроны, эмитируемые из накаливаемого катода (1), фокусируются и ускоряются в пространстве между управляющим электродом (2) и анодом (3). При помощи отклоняющего электрода (5) сфокусированный электронный пучок можно отклонять от 4° до 90° и направлять на поверхность таблетки испаряемого материала (6). Таблетка помещается на специальном медном основании (4) с шестью гнездами для разных веществ. Охлаждаемое водой медное основание является одновременно и высоковольтным вращающимся вводом, находящимся под тем же положительным потенциалом, что и анод. Вращение подставки позволяет в одном цикле синтеза провести испарение нескольких материалов, т.е. изготовить несколько гетеропереходов или же одну систему с несколькими гетеропереходами.

Кроме сказанного, преимуществом электронно - лучевого испарителя такой конструкции является то, что 1) электроны, эмитируемые катодом, не могут попасть на подложку;

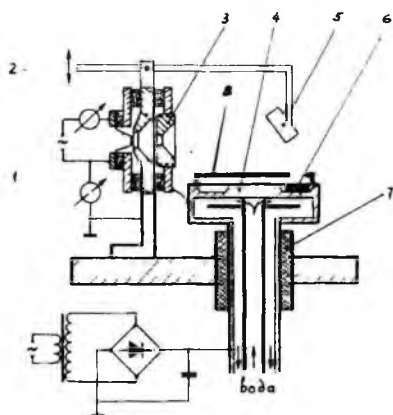


Рис.2. Схема электронно-лучевого испарителя.

1 - катод, 2 - управляющий электрод, 3 - анод, 4 - высоковольтный вращающийся ввод, 5 - отклоняющий электрод, 6 - таблетка напыляемого вещества, 7 - высоковольтный изолятор и уплотнитель из фторопласта, 8 - экран.

2) пучок электронов не может оказать влияние на поток испаряемого вещества; 3) вторичные и отраженные от поверхности испаряемого материала электроны улавливаются металлическим экраном (8) над подставкой с таблетками.

Эксплуатационные технические данные испарителя следующие. Катод, изготовленный из вольфрамовой жести толщиной 50 мкм, имеет активную площадь эмиссии $6 \times 4,5 \text{ мм}^2$ и подогревается переменным напряжением 15 В и током 40 А. Ускоряющее постоянное напряжение между катодом и анодом до 10 кВ, причем анод находится под положительным потенциалом, управляющий и отклоняющий электроды и катод заземлены. Предельная мощность испарителя 2 кВт (10 кВ, 200 мА). Для испарения таблетки необходима мощность 20-30 Вт.

Электронно-лучевой нагреватель подложки

Для очистки кремниевой подложки путем прогрева используется электронно-лучевой нагреватель (рис.3), который состоит из электронно-лучевой пушки и подложкодержателя, по-

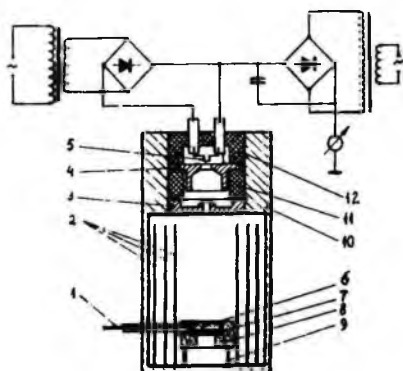


Рис. 3. Схема электронно-лучевого нагревателя подложки.

I - термопара, 2 - теплоэкраны, 3 - анод, 4-управляющий электрод, 5 - катод, 6 - графитовый диск, 7 - кремниевая подложка, 8 - графитовая чашка, 9 - керамическая втулка, 10 - корпус, 11-12 - высоковольтные изоляторы.

мещенных в один корпус. Принцип работы электронной пушки следующий. Электроны, эмитируемые из накаливаемого катода (5), фокусируются и ускоряются в пространстве между управляющим электродом (4) и анодом (3). Под высоким напряжением в дан-

ном случае находятся катод и управляющий электрод. Ускоренные электроны прямолинейно направляются на подложкодержатель, который сделан из графита и состоит из чашки (8) и диска (6). Графитовая чашка стоит на керамической втулке (9), чтобы уменьшить потери теплоты снизу. Сбоку прогреваемая часть экранируется тремя молибденовыми цилиндрическими экранами (2). Температура прогреваемой кремниевой пластинки (7) измеряется платина-платинородиевой термопарой (1), причем конец термопары находится в графитовом диске (6). Электронная пушка с подложкодержателем помещается в закрытом цилиндре (10) из нержавеющей стали диаметром 56 мм и длиной 100 мм. Расстояние между катодом пушки и графитовым диском 70 мм.

Техническая характеристика электронного нагревателя по данным испытания следующая. При мощности электронно-лучевой пушки 70 Вт (5 кВ, 14 мА) в течение 2 минут температура подложки достигает 950°C . При увеличении мощности пушки до 114 Вт (6 кВ, 19 мА) через 4 минуты температура возрастает до 1250°C . Через 6 минут после выключения электронной пушки температура снижается до 400°C . Предельная мощность электронно-лучевой пушки 300 Вт (10 кВ, 30 мА). Катод пушки, изготовленный из вольфрамовой жести толщиной 50 мкм, шириной 1,5 мм, имеет активную площадь $2 \times 1,5 \text{ мм}^2$ и питается постоянным напряжением 6 В и током 15 А. Ускоряющее напряжение между катодом и анодом до 10 кВ, причем катод и управляющий электрод находятся под отрицательным потенциалом. Анод заземлен. Катод и управляющий электрод изолированы от корпуса специальными керамическими изоляторами (11) и (12).

Выводы

Первоначальные опыты на описанной выше вакуумной системе показали, что сверхвысоковакуумная установка с электронно-лучевым испарителем ZnS и нагревателем кремниевой подложки вполне соответствует необходимым требованиям синтеза гетеропереходов типа Si-ZnS . Возможность прогрева кремниевой подложки достаточно длительное время

при температуре 1250°C (или же кратковременно при более высокой температуре), гарантирует большую вероятность получения подложки свободной от слоя окисла и пригодной для создания гетероперехода. Электронно-лучевой испаритель нового типа в сочетании с масс-спектрометром, в свою очередь, позволяет наращивать чистые от чужих примесей пленки соединений A-B^{III} , а также создавать многокомпонентные системы.

Литература

1. D.B.Holt. Thin Solid Films, 24, 1974, N 1.
2. Л.Н.Александров. Сборник научных трудов по проблемам микроэлектроники Московского института электронной техники, вып.20. М., 1975, 14.
3. Э.И.Точицкий. Кристаллизация и термообработка тонких пленок. Минск, "Наука и техника", 1976.
4. P.L.Jones, C.N.W.Litting, D.E.Mason, V.A.Williams. J.Phys. D: Appl.Phys., 1, 1968, 283.
5. J.S.Hill, G.N.Simpson. J.Phys.E.: Sci.Instrum., 6, 1973, 299.
6. Х.Л.Касуэль. В кн.: Физика тонких пленок, т.1. М., "Мир" 1967, 13.
7. K.Mori, T.Nemoto. Record of the 11th Symposium Electron, Ion and Laser Beam Technology. Boulder, Colo. 1971.San-Francisco, California, 1971, 637.

A DEVICE FOR THE PREPARATION OF Si-ZnS
HETEROJUNCTIONS BY VACUUM EVAPORATION

I.Tigane, H.Tipp

S u m m a r y

An oil-free ultra-high vacuum system with turbomolecular pump TMN-200 and an orbitron-type pumping unit was designed and is described in this paper. An electron gun with maximum power of 2 kW was applied to the evaporation of ZnS. An another electron gun was used for heating silicon substrates. With the gun having the maximum power of 300 W the temperature 1250°C was reached in 6 minutes with only 115 W applied. The composition of residual gases in the system and the evaporation rate of ZnS was controlled by a quadrupole mass-spectrometer.

ИССЛЕДОВАНИЕ СТРУКТУРНОГО СОВЕРШЕНСТВА
СИЛЬНОЛЕГИРОВАННОГО МОНОКРИСТАЛЛИЧЕСКОГО
АРСЕНИДА ГАЛЛИЯ В ЗАВИСИМОСТИ ОТ ВИДОВ
ЕГО ОБРАБОТКИ

Г.А.Ашкинази, В.В.Арак, В.В.Голосов,
В.М.Кронк, А.М.Мандре, Б.Л. Мейлер

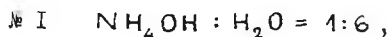
Приведены результаты экспериментальных исследований состояния поверхности арсенида галлия методами, чувствительными к изменению кристаллографической структуры и электрофизических свойств после различного рода обработок (шлифовка, механическое и химико-механическое полирование, химическое травление). Выявлены закономерные изменения качества поверхности при различных комбинациях операций обработки.

Одним из важных технологических этапов при создании силовых полупроводниковых приборов на основе арсенида галлия и его твердых растворов с широкозонными материалами типа $A^{III}B^V$ является подготовка подложек. Обзор литературы [1,2] показал, что в настоящее время нет обоснованных практических рекомендаций по подготовке подложек арсенида галлия.

В настоящей работе приведены результаты экспериментальных исследований состояния поверхности арсенида галлия с целью выработки оптимальной технологии подготовки подложек перед наращиванием на них слаболегированных слоев из раствора-расплава.

Для эксперимента были взяты образцы арсенида галлия р-типа проводимости с концентрацией носителей заряда $1,3 \cdot 10^{19} \dots 1,35 \cdot 10^{20} \text{ см}^{-3}$, плотностью дислокаций $\sim 10^4 \text{ см}^{-2}$ и ориентированные по плоскости (111) с точностью $0,1^\circ$.

Резка слитка осуществлялась алмазным диском с внутренней режущей кромкой. Были проведены различные варианты обработки пластин, представленные в таблице I. Подложки травились в травителях состава:



№ 2 $\text{H}_2\text{O} : \text{HNO}_3 : \text{HF} : \text{CH}_3\text{COOH} : \text{HCl} = 25 : 15 : 5 : 5 : 1$,

№ 3 $\text{HNO}_3 : \text{HF} : \text{H}_2\text{O} = 3 : 1 : 2$.

Качество обработки поверхностей контролировалось различными методами, чувствительными к изменению кристаллографической структуры и электрофизических свойств арсенида галлия:

- профилометрическим с помощью профилографа-профилометра завода "Калибр",
- металлографическим на микроскопе МИМ-7.

Таблица I

Способы обработки GaAs

Способ обработки	Последовательность операций									
	шлифование					полирование				
	Резка	M28	M14	СПШ-1	АСМ7/5	АСМ5/3	АСМ3/2	АСМ1/0	Другие материалы	Полирит
I	+									
II	+	+								
III	+		+							
IV	+			+						
V	+	+			+	+	+	+		
VI	+	+			+			+		
VII	+	+			+	+				
VIII	+	+			+	+	+			
IX	+	+			+	+	+			
X	+	+			+	+	+	+	+	
XI	+	+			+	+	+	+		+
XII	+	+			+	+	+	+		+
XIII	+								+	
XIV	+	+								
XV	+	+			+					
XVI	+	+			+	+	+	+		
XVII	+	+			+			+		
XVIII	+	+								
XIX	+						+			

- полного внешнего отражения (ПВО) рентгеновских лучей на рентгеновском двухкристальном спектрометре,
- просвечивающей электронной микроскопии и электронографии на отражение на электронном микроскопе УЭМВ - 100К,
- интегральных характеристик аномального прохождения рентгеновских лучей на установке ДРОН-1.

Примененные в данной работе методы исследования позволили дать довольно полную информацию о состоянии поверхности арсенида галлия после различного рода обработок, а именно: о ее чистоте, плоскопараллельности, рельефе, наличии окисных пленок; о структурных изменениях, вызванных механическими воздействиями или химическими реакциями непосредственно в приповерхностном слое; об упругих деформациях в объеме монокристалла.

Эта информация позволила выявить следующие закономерности:

1. Все виды механической обработки (резка, шлифование, полирование) разрушают структуру приповерхностного слоя подложек и оставляют на ней толстый окисный аморфный слой. (рис.1). После резки чистота поверхности соответствует 7б классу чистоты по ГОСТ 2789-73. Процесс шлифования М28, М14 или на СПШ-1 сводится, в основном, к сглаживанию поверхности подложек; при этом удаляются наиболее крупные частицы загрязнений и следы резки. Шлифование улучшает класс чистоты до 8а.

2. Полирование образцов алмазными пастами с постепенным уменьшением зерна абразива или суспензиями на основе двуокиси циркония и полирита удаляет "грубо" разрушенный предыдущими обработками слой. Однако даже с применением на финише тонких обработок (двуокиси циркония или полирита) степень чистоты обрабатываемых пластин не превышала 13а класса (рис.2).

3. Ступенчатое снижение зернистости абразива (АСМ 7/5, АСМ 5/3, АСМ 3/2, АСМ 1/0) или комбинации этих обработок при полировании не оказывают существенного влияния на гду-

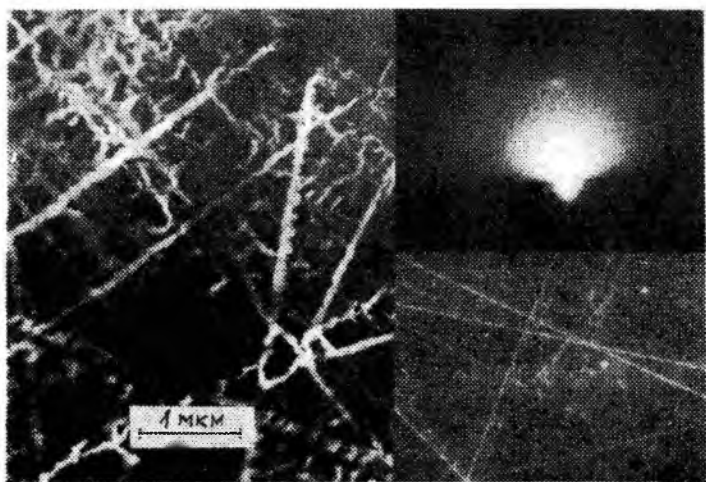


Рис.1. Поверхность арсенида галлия после обработки MI4+АСМ 5/3 + АСМ I/O. Микрофотография на просвет, электронограмма на отражение и фотография, полученная на МИМ-7 ($\times 240$).

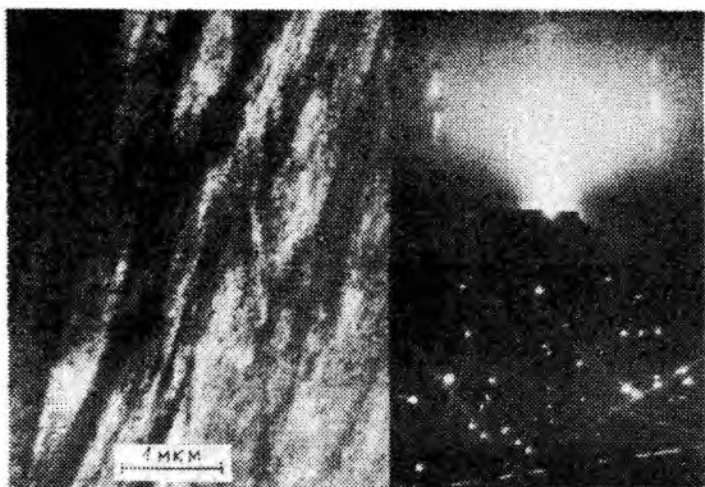


Рис.2а. Структура приповерхностного слоя арсенида галлия после полирования диоксидом циркония.

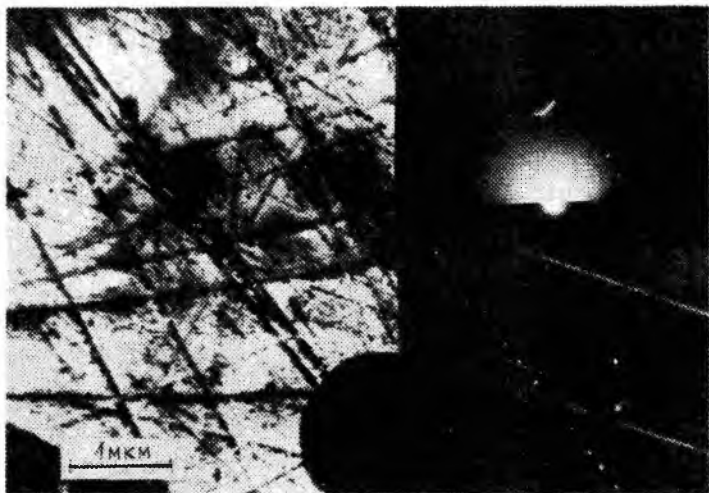


Рис.26. Структура приповерхностного слоя арсенида галлия после полирования полиритом.

сину нарушенного слоя, но решающим фактором является зернистость финишной обработки.

4. После механического полирования 80-90% рабочей площади образцов разориентировано в пределах $2 - 15^\circ$. С уменьшением размеров зерна абразива уменьшается угловой интервал разориентированных участков, и большая доля площади арсенида галлия совпадает с идеальной.

5. Несмотря на то, что решающим фактором, влияющим на качество обработки, является зернистость финишного абразива, необходимость устранения разориентированной блочной структуры поверхности после шлифования М14 заставляет применять грубую обработку АСМ 7/5 непосредственно после М14 с последующей тонкой обработкой алмазной пастой или суспензией.

6. Химическое травление подложек аммиачным или кислотными травителями независимо от предшествующих обработок позволяет получить более чистую, свободную от аморфного

слоя поверхность с хорошим структурным совершенством. При этом качество поверхности улучшается в ряду травителей № I - № 3 и существенным образом зависит от материала слитка и полярности кристаллической структуры в направлении $\langle III \rangle$ [3] .

7. Химико-механическое полирование гипохлоритом натрия $NaOCl$ дает по предварительным результатам высокое совершенство поверхности подложек арсенида галлия.

8. Окончательные практические рекомендации по подготовке подложек арсенида галлия перед наращиванием слаболегированных слоев из раствора-расплава могут быть даны лишь при совместном анализе технологии получения слоев, их структуры и электрофизических параметров изготовленных силовых полупроводниковых приборов.

В заключение авторы выражают благодарность В.М. Альтшуллеру за помощь в проведении измерений.

Литература

1. В.Н.Черняев, Л.В.Кожитов, Н.Р.Айгина. Обзоры по электронной технике, сер."Материалы", 1970, вып. I (153).
2. Л.Д.Сабанова, Л.А.Жукова, Г.А.Колобова, А.М.Евстигнеев. Электронная техника, сер."Материалы", 1977, вып.3, 50.
3. I.W.Faust, A.Sagar. J.Appl. Phys., 31, 1960, N 2, 331.

INVESTIGATION OF THE STRUCTURE PERFECTION
OF HEAVILY DOPED MONOCRYSTALLINE GALLIUM
ARSENIDE DEPENDED ON TYPES OF ITS PREPARATION

G.Ashkinazi, V.Arak, V.Golosow,
V.Kronk, A.Mandre, B.Meiler

S u m m a r y

The structure perfection of high-doped gallium arsenide depending from various methods of the preparation before growth of epitaxial layers by liquid phase is investigated. Comparable characteristics of the surface after varying combinations of the preparation are presented. Variants of the preparation large area gallium arsenide substrates before epitaxial growth of lightly-doped layers for high-power semiconductor device fabrication are considered.

НЕКОТОРЫЕ ОСОБЕННОСТИ СТРУКТУРНЫХ НЕСОВЕРШЕНСТВ,
ВОЗНИКАЮЩИХ ПРИ РОСТЕ МОНОКРИСТАЛЛИЧЕСКИХ СЛОЕВ
 $GaAs$ ИЗ РАСТВОРА-РАСПЛАВА

Г.А.Ашкинази, В.В.Арак, В.В. Голосов,
Л.Я.Золотаревский, В.М.Кронк, М.А.Тагасаар

Рентгенотопографическим методом по Берг-Баррету исследованы n - и n^+ -слои $GaAs$, выращенные из раствора-расплава на подложках р-типа. Обнаружено появление механических локальных напряжений в структурах в процессе наращивания слоев. Обсуждаются причины появления напряжений и способы их минимизации.

При создании мощных преобразовательных приборов на основе $GaAs$ немаловажное значение имеет совершенство кристаллической структуры выращиваемых слоев. Анализ литературных данных показал, что структурное совершенство выращенных из раствора-расплава слоев $GaAs$ выше, чем подложечного арсенида галлия [1], и плотность дислокаций в слоях меньше, чем в подложках вплоть до концентрации легирующих примесей в этих слоях порядка 10^{19} - 10^{20} см $^{-3}$ [2,3].

Для выявления дефектности выращиваемых в наших конкретных условиях слоев арсенида галлия было предпринято данное исследование.

На подложках р-типа с концентрацией цинка $\sim 10^{20}$ см $^{-3}$ выращивались из раствора-расплава нелегированный N слой и легированный Se или Te n^+ -слой. p^+n - и p^+nn^+ -структуры исследовались рентгенотопографическим методом по Берг-Баррету на установке ДРОН-1 с помощью камеры сканирования КРС-1 на CuK_{α} излучения от острофокусной трубки БСВ-10.

Следует заметить, что мы, согласно литературным данным, не обнаружили на топограммах p^+nn^+ -структур, выращенных из раствора-расплава, повышенной плотности дефектов упаковки и дислокационных линий. Однако во всех структурах были выявлены напряжения, причем эти напряжения локально сосредотачивались в центре исследуемых структур (рис.1а).



Рис. 1а.

Рентгеновская топограмма
 p^+nn^+ - структуры на
 $GaAs$, (422), CuK_{α} .

Структура с локализованными упругими деформациями.

Показано, что внутренние локальные напряжения в структурах арсенида галлия возникают в процессе наращивания n - и p^+ -слоев из раствора-расплава. Одной из причин их появления является локальное давление прижима подложек кассетой, в которой производилось выращивание n - и p^+ -слоев. Разработанная нами конструкция кассеты, исключая неравномерность распределения давления прижима подложек $GaAs$ позволила выращивать структуры, не имевшие локально сконцентрированных внутренних напряжений. Однако меньшие по величине, но равномерно распределенные по площади структуры напряжения продолжали присутствовать (рис.1б). Было установлено, что разность параметров решеток подложки и наращенных слоев $GaAs$, замеренная на этих образцах, не может быть ответственна за возникающие напряжения. Мы предположили, что остаточные внутренние напряжения в выращенных p^+nn^+ -структурах обусловлены разницей свободных энергий поверхности пластины $GaAs$, на которой не производилось наращивание слоя, и поверхности полученного наращиванием из раствора-расплава слоя $GaAs$. Проведенная серия экспериментов подтвердила это предположение. Структуры, выращенные на подложках, химически протравленных до ненарушенного слоя, практически не имели внутренних напряжений (рис. 1в).



Рис.1б.

Рентгеновская топо-
грамма p^+nn^+ -
структуры на GaAs,
(422), CuK_α .
Структура с равномер-
но распределенными
по площади упругими
деформациями.

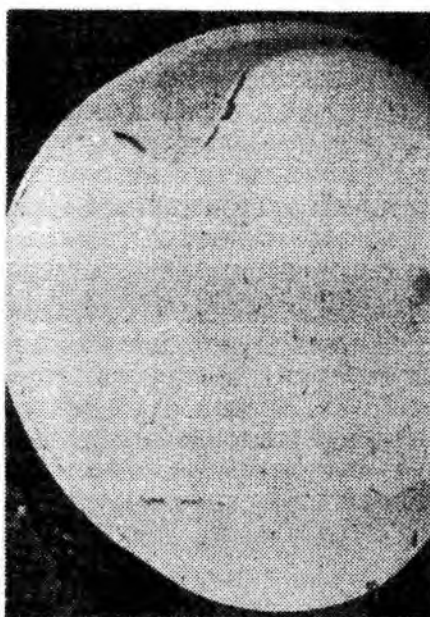


Рис.1в.

Рентгеновская топо -
грамма p^+nn^+ -
структуры на GaAs,
(422), CuK_α .
Структура, практиче-
ски не имеющая упругих
деформаций.

Установлено, что упруго деформированная структура GaAs легко переходит в состояние пластически деформированное при незначительных воздействиях температуры или давления. Причем такой переход сопровождается появлением значительного количества дислокаций.

Таким образом, для получения p^+nn^+ -структур с минимальным количеством дефектов, необходимо:

а) исключить или свести до минимума механические воздействия на пластину GaAs в процессе наращивания слоев из раствора-расплава;

б) доводить обработку поверхности подложек GaAs перед наращиванием до возможно высокой чистоты.

Литература

1. Б.Г.Захаров. Диссертация. Томский гос.университет, 1966.
2. У.М.Кулиш. Кристаллография, 15, 389, № 2, 1970.
3. M.Weinstein et al. J.Appl.Phys., 37, 1966, 2913.

SOME PECULIARITIES OF THE STRUCTURAL IMPERFECTIONS
ARISING IN GaAs MONOCRISTALLINE LAYERS DURING
GROWTH BY LIQUID PHASE EPITAXY

G.Ashkinazi, V.Arak, V.Golosov
L.Zolotarevsky, V.Kronk, M.Tagasaar

S u m m a r y

The rise of elastic deformations within the interior of GaAs epitaxial layers has been studied using x-ray topographic method. The appearance of elastic deformations as well as differences in the quality of polishing the substrate and in the perfection of epitaxial layer have been discovered to be the causes of the pressure on a GaAs substrate during the liquid phase epitaxy. The paper suggests some measures of removing these causes.

СПЕКТРАЛЬНЫЕ ЗАВИСИМОСТИ ОПТИЧЕСКИ
ИНДУЦИРОВАННОЙ МОДУЛЯЦИИ ПОГЛОЩЕНИЯ
в GaAs

Р.А.Ванем, Я.Я.Кирс, П.А.Лыук

В работе исследованы спектры оптически индуцированной модуляции поглощения (ОИМП) и спектры возбуждения ОИМП в кристаллах GaAs:Сn для температур 297 К и 77 К. Получена зависимость энергетического положения точки смены знака сигнала ОИМП от энергии кванта возбуждающего света.

Исследование глубоких примесных центров как каналов безызлучательной рекомбинации в GaAs [1] представляет большой интерес с точки зрения улучшения эффективности излучающих приборов на основе этого материала.

Одной простой возможностью излучения энергетического спектра глубоких центров является метод оптически индуцированной модуляции поглощения (ОИМП), сущность которого сводится к измерению изменения поглощения $\Delta K(\lambda)$ на уровнях, населенность которых модулируется возбуждающим светом [2,3,4]. В [5] сформулировано правило знака $\Delta K(\lambda)$, согласно которому переход от $\Delta K(\lambda) > 0$ к $\Delta K(\lambda) < 0$ в спектрах ОИМП определяется положением равновесного уровня Ферми E_F .

Целью настоящей работы является выяснение выполнимости правила знака в полуизолирующем GaAs:Сn. Исследовались легированные хромом ($N \approx 10^{17} \text{ см}^{-3}$) монокристаллы n-типа с удельным сопротивлением порядка $10^8 \text{ Ом}\cdot\text{см}$ при 300 К. Поверхность кристаллов механически полировалась и обрабатывалась в травителе $\text{H}_2\text{O}_2 : \text{H}_2\text{SO}_4 : \text{H}_2\text{O}$ (1:3:1). Методика эксперимента отличалась от описанной в [4] тем, что свет, зондирующий заселенность примесных уровней, являлся монохроматичным.

Измерялись спектры ОИМП и спектры возбуждения ОИМП (рис.2) при 77 К и 297 К. На основе спектров ОИМП, измеренных при различных возбуждениях, построена зависимость

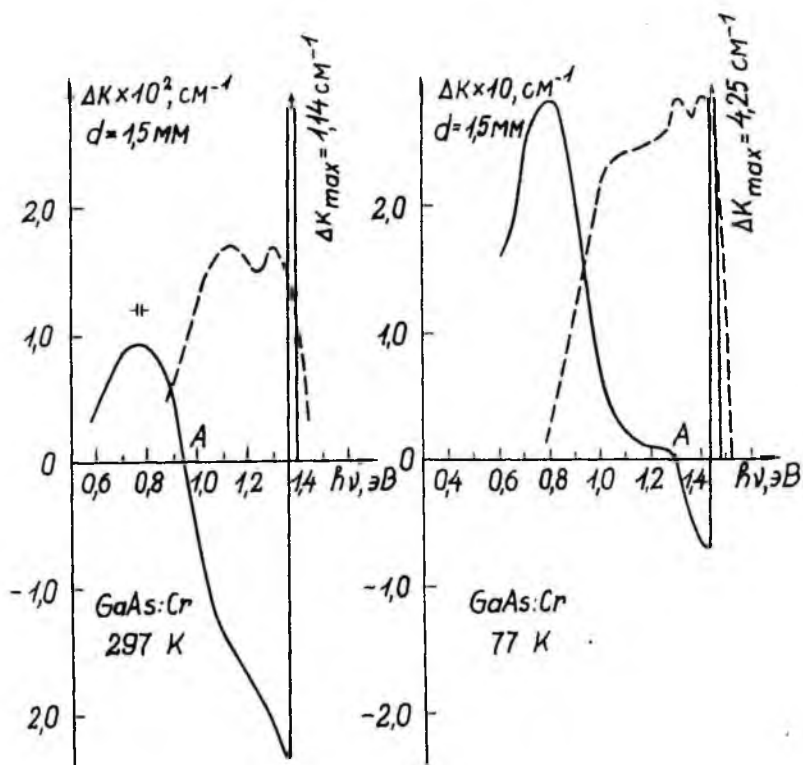


Рис. I. Спектры ОИМП (сплошные линии) при $h\nu_{\text{возб}} =$

1,25 эВ и спектры возбуждения ОИМП
(пунктирные линии) при $h\nu_{\text{ОИМП}} = 0,73$ эВ.

энергетического положения точки смены знака ΔK (точка А на рис.1) от энергии кванта возбуждающего света (рис.2).

В области плато (рис.2) энергетическое положение точки А соответствует переходам с уровней около $E_C - 0,49$ эВ при 297 К и $E_C - 0,21$ эВ при 77 К. Эти уровни довольно хорошо совпадают со значениями темнового уровня Ферми $E_C - 0,55$ эВ при 297 К, и $E_C - 0,21$ эВ при 77 К, определенными из измерений темновой проводимости. Это свидетельствует о хорошей выполнимости правила знака в области плато.

При переходе к возбуждениям с $h\nu < 0,9$ эВ на кривых рис.2 наблюдается довольно резкий спад, чего нельзя ожидать исходя из правила знака. Нам кажется, однако, что такое поведение вызвано не нарушением самого правила, а скорее связано с переходом от биполярного возбуждения к монополярному. Действительно, согласно [7] свет из примесной области с $h\nu > 0,9$ эВ создает как свободные дырки, так и электроны. Данные о фотопроводимости показывают, что при $h\nu < 0,9$ эВ в $GaAs:Se$ доминирующим процессом становится генерация электронов в с-зону. Учитывая это, можно объяснить наблюдаемый спад, допустив, что основной вклад в сигнал ОИМП при данной длине волны вблизи точки А дают переходы в с- и ψ -зоны с двух различных уровней, расположенных ниже равновесного уровня Ферми. При этом, согласно правилу знака, для переходов ψ -зона - уровень $\Delta K > 0$, а для переходов уровень - с-зона $\Delta K < 0$ при биполярном возбуждении кристалла. При переходе к монополярному возбуждению только электронов в с-зону величина сигнала с $\Delta K > 0$ должна стремиться к нулю, а сигнал с $\Delta K < 0$ может сохранить конечное значение, например, благодаря удалению электронов с соответствующего уровня непосредственно возбуждающим светом. Следовательно, при переходе к более длинноволновому монополярному возбуждению результирующий положительный сигнал ОИМП вблизи точки А может стать отрицательным, что приводит к смещению этой точки в сторону меньших энергий.

Из рис.2 следует, что максимумы ОИМП (рис.1) при 0,76 эВ (297 К) и 0,8 эВ (77 К) изменяют знак при энергиях кванта возбуждающего света $h\nu < 0,81$ эВ и $h\nu < 0,77$ эВ, соответственно. максимум вблизи 0,76 + 0,8 эВ в спектре ОИМП

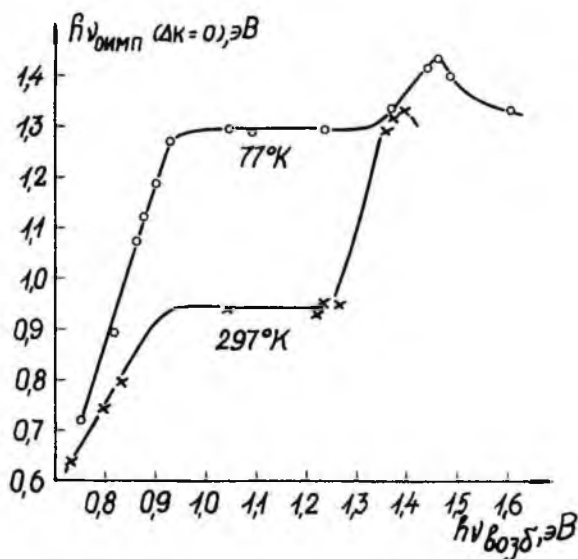


Рис.2. Зависимость энергии, при которой происходит изменение знака $\Delta K(\lambda)$ от энергии кванта возбуждающего света.

с $\Delta K > 0$ был ранее приписан переходу из ν -зоны на уровень хрома [6]. Изменение знака ΔK в этом максимуме при переходе к монополярному возбуждению можно объяснить аналогично вышесказанному, допустив существование переходов с уровня $E_c - 0,8$ эВ в s -зону. Не исключено, что этот уровень принадлежит комплексу хром-ионизованный донор [7].

Отклонение от плато при больших энергиях кванта возбуждающего света (рис.2) явно связано с аномальным положительным пиком ОИМП (рис.1), который при обеих температурах меньше E_g на 40 мэВ. Происхождение этого пика остается пока невыясненным. Можно лишь утверждать, что его нельзя объяснить при помощи простой трехуровневой зонной модели с одним уровнем в запрещенной зоне.

Результаты настоящей работы показывают, что в широкой области примесного возбуждения спектральное распределение ОИМП подчиняется правилу знака. При переходе к более длинноволновому возбуждению с $h\nu \lesssim 0,9$ эВ происходит, вероятно, кажущееся нарушение правила знака ОИМП, обусловленное спецификой монополярного возбуждения.

Литература

1. С.Н. Henry, D.V. Lang. *Phys.Rev.*, B. 15, 1977, 989.
2. K.W. Böer. *Z. Naturforsch.*, 24a, 1969, 1306.
3. Р.А. Ванем, П.А. Лыук. Проблемы физики соединений А^{III}В^{VI} (матер.совещ.). I, Вильнюс, 1972, 175.
4. Р.А. Ванем, П.А. Лыук. Труды ИФ АН ЭССР, 43, 1975, 278.
5. Р.А. Ванем, Я.Я. Кирс, П.А. Лыук. ФТП, 8, 1974, 1349.
6. Р.А. Ванем, П.А. Лыук, Г.П. Пека. ФТП, 8, 1974, 331.
7. Н.В. Воробойова, Ю.В. Воробойов, Ю. Карханий. *Вісник Київ. ун-ту. Сер.фіз.*, 1976, № 17, 88.

SPECTRAL DEPENDENCE OF THE LIGHT INDUCED MODULATION OF ABSORPTION IN GaAs

R. Vanem, J. Kirs, P. Lõuk

S u m m a r y

Spectral dependence and excitation spectra of the light induced modulation of absorption (LIMA) in GaAs:Cr were measured at 297 and 77 K. Any LIMA spectral curve has a characteristic crossing point A with the energy axis. The energetic position of this point depends on the energy of the excitation quanta. In the case of both free electrons and holes being produced by the excitation, the position of the point A is shown to be related to that of the Fermi level. This relation is violated, if only free electrons are generated. An explanation of this phenomenon is given.

ОПТИЧЕСКИЙ ЗОНД ДЛЯ ИССЛЕДОВАНИЯ ПОЛУПРОВОДНИКОВЫХ СТРУКТУР

А.К.Саланди

Описана установка сканирующего лазерного зонда, созданная на базе металлографического микроскопа МИМ-7. Диаметр лазерного луча на поверхности исследуемого образца 5 мкм. Установка позволяет регистрировать фото- и электролюминесценцию и фототок. Приводятся результаты исследования некоторых p^+-n-n^+ -структур на GaAs при помощи описанной установки.

За последние 10 лет для исследования полупроводниковых структур часто применялась методика сканирующего оптического зонда. Эта методика позволяет за короткое время оценить толщины эпитаксиальных слоев, длины диффузии неосновных носителей, длину волны краевого излучения и место $p-n$ перехода. Кроме таких экспрессных измерений оптическим зондом проведены исследования рекомбинационных параметров люминесцирующих полупроводников [1,2].

Описываемая здесь установка позволяет регистрировать фото- и электролюминесценцию и фототок. Параметры, определяющие пространственное разрешение установки, следующие:

- 1) диаметр светового зонда на поверхности исследуемого образца 5 мкм,
- 2) увеличение микроскопа 100 х,
- 3) диаметр входного отверстия монохроматора 0,4 мм.

На рисунке 1 приведена оптическая схема установки. Центральным узлом является металлографический микроскоп МИМ-7, сфокусированный на поверхность исследуемого образца (7), освещенного лампой накаливания (8). Увеличенное изображение образца находится в плоскости круглого входного отверстия спектрального прибора ИСП-51. Поворотом зеркала (5) на поверхность образца пропускается луч лазера ЛП-38. Фокуси-

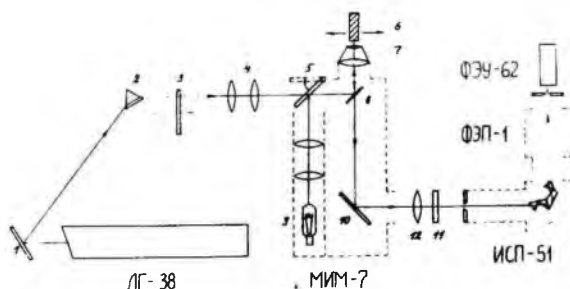


Рис.1. Оптическая схема установки лазерного зонта:
1 - зеркало, 2 - призма, 3 - модулятор, 4 - линзы фокусировки лазерного луча, 5 - зеркало, 6 - исследуемый образец, 7 - объектив микроскопа, 8 - полупрозрачное зеркало, 9 - лампа накаливания, 10 - зеркало, 11 - светофильтр КС-19, 12 - линза.

рование лазерного луча на исследуемый образец производится линзами (4). Призмой (2) отклоняют присутствующие в лазерном луче слабые компоненты, которые по длинам волны близки к люминесцентному излучению исследуемой структуры. Лазерное излучение, отраженное от поверхности образца, поглощается светофильтром КС-19 (12).

Сканирование по поверхности образца получается перемещением последнего микрометрическим винтом. Ошибки и искажения (нестабильность напряжений и коэффициента усиления, механические люфты и вибрации) не превышают 0,5 мкм.

Люминесцентное излучение регистрируется фотоэлектронным умножителем ФЭУ-62.

Схема усиления и регистрации электрического сигнала типичная, включающая в себя резонансный усилитель, синхронный

детектор и 2-координатный самописец. Лазерный луч модулирован дисковым модулятором (3). С того же модулятора фототранзистором снимается опорное напряжение для синхронного детектора.

Координата "х" самописца калибрована или по энергии в электронвольтах или по длине — в микрометрах. В первом случае напряжение на вход "х" подается с потенциометра, присоединенного к сканирующему устройству монохроматора. Во втором случае соответствующее напряжение снимается с потенциометра, присоединенного к микрометрическому винту перемещения образца.

При помощи описанной установки исследовались некоторые n^+-n-n^+ -структуры на $GaAs$, выращенные методом жидкостной эпитаксии. Линии краевого излучения такой структуры приведены на рис.2. Спектральные линии от слоев n - и p -типа смещены по причине разности глубин соответствующих примесных уровней.

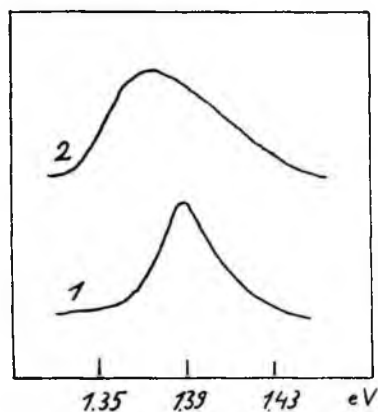


Рис.2. Линии фотолуминесценции (краевое излучение) при 300 К.

1 — с эпитаксиального слоя n -типа,
2 — с подложки p -типа.

На рис.3 приведены зависимости от пространственной координаты фото- и электролюминесценции и кривая фототока. При регистрации фотолюминесценции монохроматор был настроен на максимум излучения от p -слоя (кривая 2) и на максимум излучения от n -слоя (кривая 3). По этим кривым можно определить место металлургического p - n перехода. Максимум кривой фототока покажет место электрического p - n перехода. Как видно, в данном образце они совпадают.

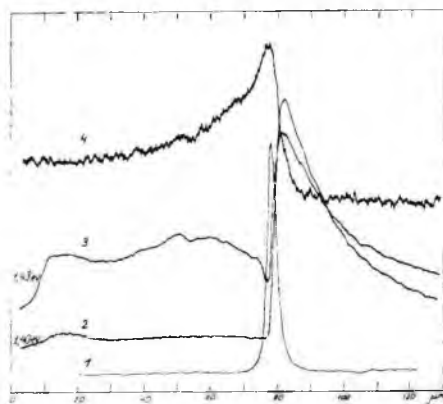


Рис.3. Зависимость интенсивности от пространственной координаты. 1 - фототок короткого замыкания, 2 - фотолюминесценция на 1,39 эВ, 3 - фотолюминесценция на 1,43 эВ, 4 - электролюминесценция.

На рисунке 4 приведены кривые фотолюминесценции и фототока, которые показывают несовпадение электрического и металлургического p - n переходов. Это можно объяснить образованием компенсированной области между p -и n -слоями.

У некоторых образцов кривая фототока имела два максимума (рис.5). При наложении обратного напряжения на такую структуру видно заметное уширение запирающего слоя в сторону слаболегированной n -области. Положение минимума между дву-

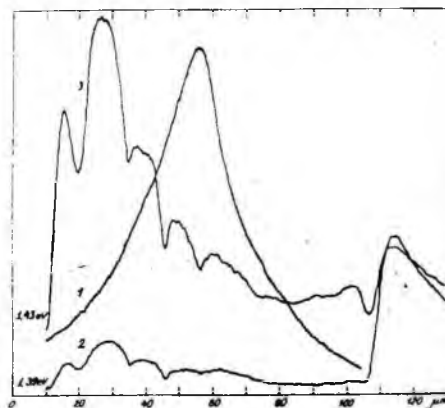


Рис.4. Зависимость интенсивности от пространственной координаты. 1 - фототок короткого замыкания, 2 - фотолюминесценция на 1,39 эВ, 3 - фотолюминесценция на 1,43 эВ.

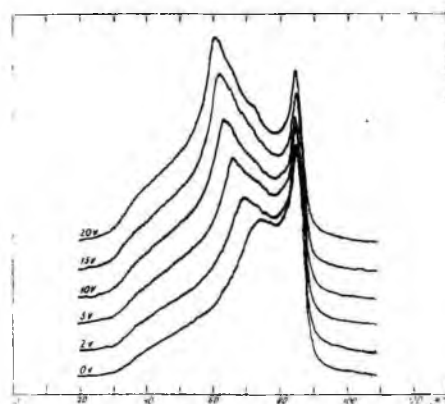


Рис.5. Зависимость формы кривой фототока короткого замыкания от обратного напряжения.

ма максимумам не зависит от наложенного напряжения. Причиной такого минимума могут быть быстрые поверхностные уровни, которые в процессе эпитаксиального роста остались на поверхности подложки.

Литература

1. K. L. Ashley, D. L. Carr, R. Romano-Moran. Appl. Phys. Lett., 22, 1973, №1.
2. L. A. Katsprzak. Rev. Sci. Instrum., 46, 1975, №3.

OPTICAL PROBE FOR RESEARCH OF SEMICONDUCTOR STRUCTURES

H. Salandi

S u m m a r y

A scanning laser probe device is described. The laser beam is focused to a 5 μm spot on the surface of the device under investigation by a metallographic microscope.

Besides the photoluminescence, electroluminescence and photocurrent are recorded by the device as well. Scanning is achieved by shifting the studied pattern.

Some results of measurements of p^+-n-n^+ structures on the basis of GaAs are given.

ОПРЕДЕЛЕНИЕ ШИРИНЫ ЗАПРЕЩЕННОЙ ЗОНЫ ТВЕРДЫХ РАСТВОРОВ $Al_{\infty}Ga_{1-\infty}As$ В ДВУСТОРОННИХ ЛАЗЕРНЫХ ГЕТЕРОСТРУКТУРАХ МЕТОДОМ СВЕТОВОГО ЗОНДА

Я.А.Аарик, У.Д.Коппель, Я.Я.Кютт, А.И.Розенталь, Я.К.Фриеденталь

Описана установка для локального определения ширины запрещенной зоны твердых растворов $Al_{\infty}Ga_{1-\infty}As$ в двусторонних лазерных гетероструктурах (ДГС) методом светового зонда. Приводятся результаты исследования конкретных ДГС для инжекционных лазеров.

Из важных характеристик двусторонних гетероструктур (ДГС), предназначенных для изготовления инжекционных лазеров, наиболее трудно измерить ширину запрещенной зоны (E_g) активной области. Причиной служит малая толщина этой области, лежащая в пределах от десятых до сотых долей микрометра. При толщине слоев < 1 мкм отказывает, например, метод рентгеновского микроанализа [1], с помощью которого нередко определяют состав твердого раствора, а тем самым и E_g . Сведения о E_g в таком случае получают измерением спектров электролюминесценции [1]. Однако гораздо проще использовать в этих целях явления катодолюминесценции или фотолюминесценции (ФЛ), поскольку тогда можно избежать контактирования образцов. Предпочтение следует отдать фотолюминесцентному методу ввиду его доступности и большей точности [2].

В [3] сообщается о локальном определении E_g прямозонных твердых растворов $Al_{\infty}Ga_{1-\infty}As$ по спектрам ФЛ, возбужденной световым зондом, которым является лазерный луч, сфокусированный на поверхность кристалла. В [4] световой зонд диаметром 5 мкм используется для исследования ДГС.

В настоящей работе описывается установка для локального определения E_g прямозонных твердых растворов $Al_{\infty}Ga_{1-\infty}As$ методом светового зонда и приводятся результаты исследования ДГС для инжекционных лазеров.

Установка собрана из стандартных приборов. Основной ее частью является микроскоп от микротвердомера ПМТ-3. Предмет-

ный столик микроскопа позволяет перемещать образец в двух взаимно перпендикулярных направлениях и получать отсчет положения образца. Луч аргонового лазера ЛГ-106М, промодулированный дисковым модулятором, фокусируется эпиобъективом микроскопа на образец. Возбужденное световым зондом излучение, в свою очередь, фокусируется оптической системой микроскопа на входную щель монохроматора ИКМ-1. Спектры регистрируются с помощью ФЭУ-83. Фототок ФЭУ усиливается селективным усилителем У2-6, детектируется синхронным детектором В9-2 и записывается двухкоординатным самописцем ПДС-021М.

Подробный анализ факторов, определяющих минимальный диаметр сфокусированного лазерного пучка приведен в работах [5,6]. В описываемой установке диаметр светового зонда не превышает 2 мкм.

Лазерные структуры были выращены методом жидкостной эпитаксии. На подложку n -GaAs(Te) с ориентацией (100) наращивались n -эмиттер $Al_xGa_{1-x}As(Te)$, активная n -область GaAs и p -эмиттер $Al_xGa_{1-x}As(Zn)$. Во всех исследованных структурах концентрация примесей в слоях составляла соответственно $1 \cdot 10^{18}$, $\sim 10^{17}$ и $3,5 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$.

Измерения, проведенные на сколах, показали, что размеры фотолуминесцирующей области превышают диаметр светового зонда и находятся в пределах 3-4 мкм. Это объясняется диффузией неосновных носителей, возбужденных зондом, и переизлучением света. Тем не менее при достаточно толстых (3-4 мкм) эмиттерах минимальная толщина активной области, допускающая определение E_g , не превышает 1-1,5 мкм.

Исследуя ДПС с более тонкими слоями, мы использовали косые шлифы. Угол шлифа относительно поверхности структур составлял 1° . Результаты измерений (рис.1 и 2) показывают, что при толщине активной области 0,3 мкм положение гетеропереходов между активной областью и эмиттерами определяется весьма четко. Но в очень узких интервалах глубины h все же одновременно наблюдается краевое излучение и $Al_xGa_{1-x}As$ и GaAs. Рассмотрим вкратце причины этого.

Когда световой зонд находится на p -эмиттере, ФЛ в активной области может возбуждаться за счет первичного света, не поглотившегося в эмиттере, либо за счет перелюминес-

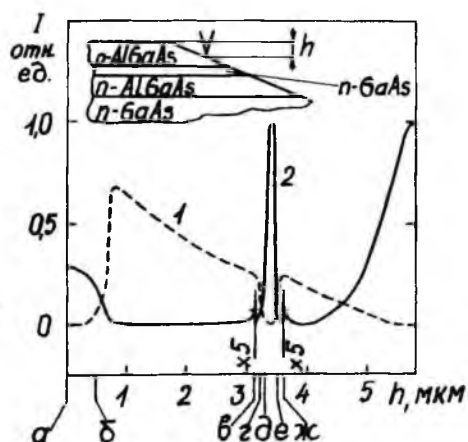


Рис.1. Зависимости интенсивности фотолуминесценции в максимумах полос краевого излучения $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ (1) и GaAs (2) от положения светового зонда h .

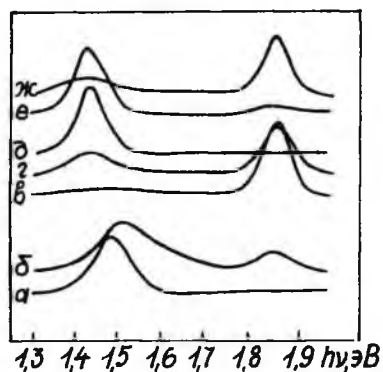


Рис.2. Спектры фотолуминесценции, снятые при h , указанных на рис.1. Смещение нулевого уровня кривых в-ж пропорционально изменению h .

ценции. Отметим, что диффузионное растекание неравновесных электронов в активную область не играет роли, поскольку эти носители являются там основными. На переходе p -эмиттер - активная область (рис.2, кривая ν) две полосы излучения наблюдаются одновременно в интервале $\Delta h = 0,2$ мкм, что совпадает с глубиной проникновения возбуждающего света в твердый раствор с составом, применяемым в p -эмиттере ($x = 0,3$) [7]. Следовательно, в данном случае длина переизлучения мала. Здесь может быть две причины: низкий квантовый выход ФЛ твердого раствора [8,9] и наличие достаточно высокой концентрации примесей в эмиттере [10, 11].

При возбуждении зондом активной области (рис.2, кривые δ, ϵ), растекание неосновных неравновесных носителей в эмиттере предотвращается потенциальными барьерами. В то же время люминесценция активной области не поглощается в эмиттерах. Следовательно, интервал глубин, на котором наблюдается ФЛ как активной области, так и n -эмиттера совпадает с глубиной проникновения первичного света в $GaAs$.

Таким образом, на косых шлифах ДТС, подобных измеренной, E_g активной области можно определять при ее толщине порядка нескольких десятых микрометра.

Когда световой зонд падает на n -эмиттер, ФЛ $GaAs$ возбуждается преимущественно вследствие диффузионного растекания неравновесных дырок в подложку. Считая поглощение первичного света и переизлучение люминесценции эффектами, оказывающими, как и в случае p -эмиттера, слабое влияние, из кривой 2 (рис.1) можно определить длину диффузии дырок к n -эмиттеру. Получается величина, равная 0,6 мкм.

Далее, измерения показывают (рис.2, кривые a, b), что p -эмиттер данной ДТС покрыт слоем варизонного твердого раствора. О варизонности говорит большая ширина полосы ФЛ (ср. [3]). Этот слой вырос, очевидно, при прекращении процесса эпитаксии из оставшегося на структуре раствора-расплава. Варизонные области у остальных гетеропереходов в случае данной ДТС не наблюдаются.

Ширина запрещенной зоны слоев определялась по энергии максимума ФЛ. В рассматриваемом случае E_g равна 1,84, 1,42 и 1,86 эВ для n -эмиттера, активной области и p -эмиттера соответственно.

Погрешность определения E_g обусловлена, в основном, погрешностью определения положения максимума ФЛ [3], неопределенностью соотношения между энергией максимума ФЛ и E_g [2, 14] и неконтролируемым повышением температуры в области, возбужденной световым зондом [12, 13]. Суммарная ошибка E_g прямозонных твердых растворов в описанных измерениях не зависит от толщины слоев и, без введений каких-либо поправок, составляет 3%. Это соответствует точности 4 мол% при определении состава твердого раствора. Введением поправок на положение полосы ФЛ, учитывающих механизм рекомбинации [14] и локальный нагрев образца, можно увеличить точность определения E_g в 2-3 раза. В таком случае она становится сравнимой с точностью измерения состава на рентгеновском микроанализаторе [9].

Литература

1. Ж.И.Алферов, В.М.Андреев, Н.В.Клепникова, В.И.Колышкин, С.Г.Конников, В.Р.Ларионов, Е.Д.Портной, Г.Н.Шелованова. ФТП, 8 , 1974, 1270.
2. M.R.Lorenz, A.Onton. in: Proc. 10-th Intern. Conf. Physics of Semiconductors. Cambridge, 1970, 444.
3. E.Daniels, O.Steinwall. J.Appl. Phys., 44, 1973, 5526.
4. G.A.Acket, W.Nijman, R.P.Tijburg, P.J. de Waard. in: Gallium Arsenide and Related Compounds. London, 1975, 181.
5. Е.Ф.Ищенко, Ю.М.Климов. Светотехника , 1968, № 5.
6. В.М.малаев, Н.И.Каталянский. В сб.: Физика газовых лазеров. изд. ЛГУ, Л., 1969, с.5.
7. J.A.Hutchby, R.L.Fudurich. J.Appl. Phys., 47, 1976, 3140.
8. H.Kressel, H.F.Lockwood, H.Nelson. IEEE J.Quant. Electron., QE-6. 1970. 278.
9. Ж.И.Алферов, В.И.Амосов, Д.З.Гарбузов, Ю.В.Жилев, С.Г.Конников, П.С.Копьев, В.Г.Трофим. ФТП, 6, 1972, 1879.
10. T.Kuriyama, T.Kamiya, H.Yanai. Jap.J.Appl.Phys., 16, 1977, 465.

11. M.Ettenberg, Appl. Phys. Letters, 30, 1976, 207.
12. M.A.Afromowitz, J.Appl. Phys., 44, 1973, 1292.
13. J.C.Dyment, Y.C.Cheng, A.J.Spring-Thorpe, J.Appl. Phys., 46, 1975, 1739.
14. B.Monemar, K.K.Shih, G.D.Pettit, J.Appl.Phys., 47, 1976, 2604.

BAND GAP PROBING OF $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ DOUBLE-HETEROJUNCTION
LASER STRUCTURES USING LIGHT-BEAM TECHNIQUE

J.Aarik, H.Koppel, J.Kutt
A.Rosental, J.Friedenthal

S u m m a r y

An experimental arrangement is described for the local band gap probing of the $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ double-heterojunction laser structures using the focused light-beam technique. The spatial resolution of measurements is found to be a few tenths of micrometer on the angle-lapped samples. The band gap can be obtained with an accuracy of 3%. The limits of the spatial resolution and the possibilities to improve the accuracy of the band gap measurements are discussed. The method is applied to heterostructures growth by liquid phase epitaxy.

ВЛИЯНИЕ ГИДРОСТАТИЧЕСКОГО ДАВЛЕНИЯ НА ПОРОГОВЫЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ $\text{GaAs-Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ ГЕТЕРОЛАЗЕРА

Я.А.Аарик, А.В.Герст, А.И.Лайсаар, П.А.Лыук,
А.К.-Й. Мугра, А.И. Нийлиск, А.И.Розенталь

Исследована зависимость энергии максимумов спонтанного и стимулированного излучения и плотности порогового тока импульсного инжекционного гетеролазера на двусторонней гетероструктуре в системе $\text{GaAs} - \text{AlAs}$ от гидростатического давления до 9,4 кбар при 300К. Найдено, что для обоих максимумов коэффициент давления составляет $10,3 \pm 0,5$ мэВ/кбар. Обсуждаются причины роста порогового тока лазера с давлением.

Одним из эффективных способов перестройки инжекционных лазеров является применение высоких гидростатических давлений. Однако влияние гидростатических давлений на работу инжекционных гетеролазеров, перспективных с точки зрения их практического применения, до сих пор еще мало изучалось [1,2].

В настоящей работе исследовались пороговые характеристики инжекционного лазера на двусторонней гетероструктуре в системе $\text{GaAs} - \text{AlAs}$. Измерения проводились в импульсном режиме при комнатной температуре и гидростатических давлениях до $P = 9,4$ кбар. Применялась автономная камера высокого давления. Жидкостью, передающей давление, служил n -пентан.

Лазер был изготовлен из структуры $n\text{-Ga}_{0,20}\text{Al}_{0,80}\text{As}(\text{Te})$ - $n\text{-Ga}_{0,93}\text{Al}_{0,07}\text{As} - p\text{-Ga}_{0,78}\text{Al}_{0,22}\text{As}(\text{Zn})$, выращенной методом жидкостной эпитаксии. Концентрация Te и Zn в эмиттерах составляла $1 \cdot 10^{18}$ и $3,5 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$. В активную область примеси преднамеренно не вводились.

Результаты измерений приведены на рис.1. Видим, что с повышением давления максимум спонтанного излучения (1) и пик стимулированного излучения (2) сдвигаются в сторону

больших энергий. Вместе с тем наблюдается некоторое увеличение плотности порогового тока $j_{\text{пор}}(3)$. Отметим, что при нормальном давлении $j_{\text{пор}} = j_{\text{пор}, 0} = 3,7 \text{ кА/см}^2$.

В пределах точности эксперимента максимумы спонтанного и стимулированного излучений имеют одинаковые приросты $\Delta E(P)$, причем обе функции $E(P)$ аппроксимируются прямыми с крутизной $10,3 \pm 0,5 \text{ мэВ/кбар}$. Это значение согласуется с коэффициентом изменения ширины запрещенной зоны GaAs , измеренным в [3-6], но несколько уступает коэффициенту, приведенному в [9-11].

Плотность тока $j_{\text{пор}}$ является, очевидно, сложной функцией P . Свой вклад в наблюдаемое увеличение $j_{\text{пор}}$ с давлением могут дать уменьшение коэффициента отражения зеркал вследствие увеличения показателя преломления передающей среды $\bar{n}_{\text{ср}}$, уменьшение квантового выхода люминесценции η_i вследствие увеличения заполнения побочных долин в зоне проводимости, возрастание энергии генерируемых квантов и ухудшение электронного ограничения в гетеролазере. Наши оценки показывают, что в рассматриваемом случае существенными являются три первые причины, в то время как по четвертой причине $j_{\text{пор}}$ заметно не изменяется с давлением.

Для уточнения роли трех первых причин нами были проведены расчеты, причем величина $j_{\text{пор}}$ в пренебрежении током накачки при полном отсутствии потерь аппроксимировалась выражением (см., например, [12])

$$j_{\text{пор}} \sim \frac{E^2}{\eta_i} \left(\alpha + \frac{1}{L} \ln \frac{1}{R} \right)^q, \quad (I)$$

где E — энергия максимума стимулированного излучения, $\eta_i = n_0 / (n_0 + n_1)$ [13], $R = [(\bar{n} - \bar{n}_{\text{ср}}) / (\bar{n} + \bar{n}_{\text{ср}})]^2$, q — показатель нелинейности, α — коэффициент внутренних потерь, n_0 и n_1 — концентрации электронов в основной и побочных долинах. Зависимость $\bar{n}_{\text{ср}}(P)$ была взята из работы [14]. Кроме того, считалось, что изменениями принятого $n_0 = 2 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$ [15], показателя преломления активной области $\bar{n} = 3,63$ [16] и длины резонатора $L = 344 \text{ мкм}$ можно пренебречь, а $q = 1/3$ и $\alpha = 10 \text{ см}^{-1}$. Было установлено, что изменением плотностей состояний в основной и побочных долинах можно также пренебречь.

Результат расчета представлен кривой 3 на рис. I. Можно видеть, что эта кривая удовлетворительно описывает ход экспериментальных точек. Отметим, что влияние передающей давление среды на $j_{\text{пор}}$ уменьшается с давлением, и рост кривой 3 при больших давлениях полностью определяется изменением E^2/η .

В заключение авторы выражают благодарность И.-В.О.Тальviste и Е.У.Асари за помощь при выполнении расчетов.

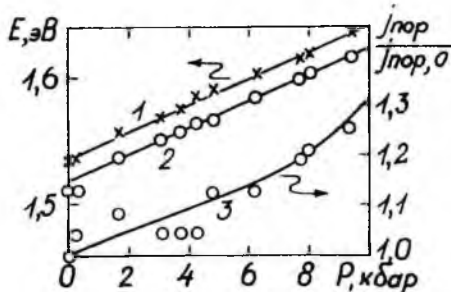


Рис. I. Зависимость энергии максимумов спонтанного (1) и стимулированного (2) излучения и плотности порогового тока (3) от гидростатического давления для инжекционного лазера на двусторонней гетероструктуре в системе $\text{GaAs} - \text{AlAs}$.

Литература

1. В.Б.Авзин, Б.Л.Васин, М.В.Глушков, М.И.Еремец, Е.С.Ицкевич, Ю.В.Косичкин, А.И.Надеждинский, В.П.Полубояров, А.М.Широков. ФТП. 9, 1975, 1450.
2. R.J.Nelson, N.Holonyak, W.R.Hitchens, D.Lazarus, M.Altarelli. Solid State Commun., 18, 1976, 321.
3. J.Feinleib, S.Groves, W.Paul, R.Zallen. Phys. Rev., 131, 1963, 2070.
4. A.Jayaraman, M.E.Sikorski, J.C.Irvin, G.H.Yates. J.Appl. Phys., 38, 1967, 4454.

5. J.Balslev. Solid State Commun., 6, 1967, 315.
6. N.N.Sirota, G.G.Shienok. Phys. Stat.Solidi, 36, 1969, K21.
7. R.Bendorius, A.Shileika. Solid State Commun., 8, 1970, 1111.
8. А.И.Лихтер, Э.Г.Пель, А.В.Руднев. ФТП, 5, 699, 1971.
9. В.Пол, Д.Варшауер. В кн.: Твердые тела под высоким давлением, М., "Мир", 1966, 258.
10. В.В.Павфилов, С.И.Субботина, Л.Ф.Верещагина. ДАН СССР, 196, 1971, 559.
11. B.Welber, M.Cardona, C.K.Kim, S.Rodriguez. Phys. Rev., B12, 1975.5729.
12. В.П.Грибковский. Теория поглощения и испускания света в полупроводниках. Минск, "Наука и техн.", 1975.
13. H.P.Maruska, J.I.Pankove. Solid State Electron., 10, 1967, 917.
14. K. Vedam, P.Limsuwan. Rev. Sci. Instrum., 48, 1977, 245.
15. C.J.Hwang, J.C.Dyment. J.Appl.Phys., 44, 1973.3240.
16. H.C.Casey, D.D.Sell, M.B.Panish. Appl.Phys. Lett., 24, 1974, 63.

EFFECT OF HYDROSTATIC PRESSURE ON THE
THRESHOLD CHARACTERISTICS OF $\text{GaAs-Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$
DOUBLE HETEROSTRUCTURE LASER

J.Aarik, A.Gerst, A.Laisaar,
P.Lõuk, A.Mugra, A.Niilisk,
A.Rosental

S u m m a r y

The shift of the spontaneous and stimulated emission peaks from $\text{GaAs-Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ double heterostructure laser as well as the change of the threshold current are studied at 290 K as a function of hydrostatic pressure up to 9.4 kbar. The pressure coefficient for both spontaneous and stimulated emission is found to be the same and equal to 10.3 ± 0.5 meV/kbar. The reasons for the threshold current rise with hydrostatic pressure are discussed.

ВЛИЯНИЕ ЗЕРКАЛЬНОГО ОТРАЖЕНИЯ СПОНТАННОГО ИЗЛУЧЕНИЯ ОТ МЕТАЛЛИЧЕСКИХ КОНТАКТОВ. НА ПОРОГОВЫЙ ТОК ГЕТЕРОЛАЗЕРА (МОДЕЛЬ ПРЯМЫХ ОПТИЧЕСКИХ ПЕРЕХОДОВ)

П.В. Адамсон, А.И. Розенталь, В.Г.Федосеев

Теоретически исследовано влияние зеркально отражающих металлических контактов на пороговый ток гетеролазера. Использована модель прямых оптических переходов. Показано, что наличие контактов с высоким коэффициентом отражения может привести к понижению порогового тока в несколько раз.

Как известно, в гетеролазерах на основе $GaAs-AlAs$ где внутренний квантовый выход люминесценции близок к 1, пороговый ток определяется, в основном, интенсивностью люминесценции. В обычных гетеролазерах большая часть света, испускаемого в активном слое, уходит в эмиттеры (испытывая при этом ослабление, если частота света лежит в полосе поглощения, или усиление, если частота лежит в полосе усиления [1,2]) и теряется безвозвратно в подложке и контактном слое. В последние годы обсуждается возможность возвращения части света, поступившего в эмиттеры, путем отражения его от нанесенных непосредственно на эмиттеры омических контактов [3,4].

В настоящей работе рассмотрено влияние отражающих металлических покрытий на радиационные потери в гетеролазере. Наиболее перспективными для создания отражающих покрытий являются благородные металлы. По данным работы [5] действительные n и мнимые k части их показателей преломления при $h\nu = 1,39 \text{ эВ}$ имеют следующие значения:

$$\begin{aligned} Ag - n = 0,04, \quad k = 6,34; \quad Au - n = 0,17, \\ k = 5,66; \quad Cu - n = 0,30, \quad k = 5,77. \end{aligned}$$

Для анализа мы использовали модели бесконечнопротяженной плоскопараллельной структуры (рис.1). Здесь средний слой является активным слоем, два крайних - эмиттерами с металлизированными поверхностями. Показатель преломления

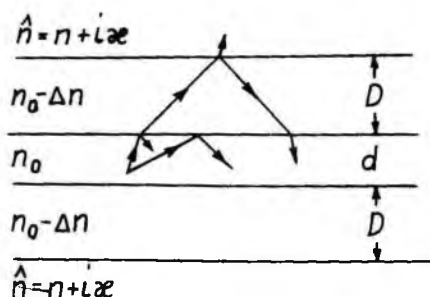


Рис. I. Поперечное сечение гетеролазера.

активного слоя был принят равным 3,6, скачок показателя преломления варьировался в пределах $\Delta K = 0 \div 0,4$.

Нами рассматривается случай зеркального отражения как от внутренней границы раздела, так и от внешней границы. Тогда средняя вероятность исчезновения вне активного слоя фотона с частотой ν , распространяющегося в активном слое под углом Θ к нормали, равна [6]

$$W(\Theta, X) = \frac{\cos \Theta}{K(X)d} (1-M) \frac{1-\tau^*}{1-\tau^*M}, \quad (I)$$

где Θ' - угол преломления, $\tau^* = [\tau + \rho(1-2\tau)L]/(1-\tau\rho L)$,
 $L = \exp(-2K_3 D/\cos \Theta')$, $M = \exp(-K(X)d/\cos \Theta)$, $X = (\hbar\nu - E_g)/T$,

E_g - ширина запрещенной зоны, T - температура кристалла в энергетических единицах, D - толщина эмиттера, τ, ρ - френелевские коэффициенты отражения соответственно от внутренней и внешней границы, K_3 - коэффициент поглощения света в эмиттерах, $K(X)$ - коэффициент поглощения в активном слое. Отметим, что формула (I) справедлива только при $\tau^*M < 1$. Это условие всегда выполняется, когда частота света лежит в области полосы поглощения, и может не выполняться, когда частота попадает в полосу усиления. В последнем случае свет испытывает усиление, причем в рассматриваемой модели - неограниченное.

Поступим следующим образом. Свет, распространяющийся под углом, большим угла полного внутреннего отражения $\Theta_{\text{пр}}$ (при $\Delta n/n \ll 1$, $\Theta_{\text{пр}} \approx \frac{\pi}{2} - \sqrt{2 \frac{\Delta n}{n}}$), мы исключим из рассмотрения, поскольку в области $\Theta > \Theta_{\text{пр}}$ потери во всяком случае слабо зависят от наличия металлических покрытий, если эмиттеры достаточно толстые. (Нанесение металлических покрытий слабо искажает электромагнитную структуру мод диэлектрического волновода). Для углов $\Theta < \Theta_{\text{пр}}$ условие $\tau^* M < 1$ приводит к следующим ограничениям на толщину активного слоя: $d < (2K_2 D + 2 \frac{\Delta n}{n} \omega) / K_m$, $\omega = 4\pi n_0 / [\epsilon x^2 (1 + n_0^2/x^2)^{3/4}]$, где K_m — максимальный коэффициент усиления. При выполнении этих условий и с учетом того, что в рассматриваемой модели доля спонтанной люминесценции, лежащей в области полосы усиления, мала (см. ниже), эффективная суммарная скорость люминесценции в структурах без металлических покрытий и с покрытиями будет определяться приближенной формулой:

$$R_{1,2} = \int_{\Delta} dx \int_0^{\Theta_{\text{пр}}} \sin \Theta d\Theta W_{1,2}(X, \Theta) \tau_{\text{сп}}(X), \quad (4)$$

где $\tau_{\text{сп}}(X)$ — спектральная интенсивность спонтанной люминесценции, $W_{1,2}(X, \Theta)$ — средняя вероятность исчезновения фотона вне активного слоя в структуре без металлических покрытий (1) и в структуре с металлическими покрытиями (2),

Δ — сумма квазиуровней Ферми электронов и дырок. Предполагается, что внутренняя квантовая эффективность люминесценции равна 1. При малых K_m для сравнительно тонких активных слоев величина R_1/R_2 показывает, во сколько раз может быть понижен уровень внешней накачки (в частности, инжекционный ток) при заданном уровне возбуждения активного слоя.

В данной работе расчеты проведены для модели прямых оптических переходов. Учитывалась одна зона проводимости и одна валентная зона с параболическими законами дисперсии. Отношение эффективных масс дырки и электрона взято равным 7. В такой модели при невысоких значениях K_m только незначительная часть спектра спонтанной люминесценции лежит в полосе усиления. Эта часть при малых K_m пре-

порциональна K_m и составляет 0.04 для $K_m = 100 \text{ см}^{-1}$.

На рис.2 представлена зависимость R_1/R_2 от толщины активного слоя для зеркально отражающих металлических покрытий с параметрами серебра и меди при $K_m = 25 \text{ см}^{-1}$, где K_T - коэффициент поглощения света невозбужденным полупроводником с энергией, превышающей ширину запрещенной зоны на T . (Модель Кейна [7] и эксперимент [8] дают для этого коэффициента соответственно значения $0,6 \cdot 10^4$ и 10^4 см^{-1} .) При расчетах использовался усредненный коэффициент отражения от внешней границы $\bar{r} = \frac{1}{2}(r_{\parallel} + r_{\perp})$, где r_{\parallel} и r_{\perp} - коэффициенты отражения для электронных волн с продольной и поперечной поляризацией. Из рисунка видно, что нанесение хорошо отражающих металлических покрытий может уменьшить люминесцентные потери (а следовательно, и пороговый ток гетеролазера) в несколько раз. Отношение R_1/R_2 сильно зависит от параметра $2K_s D$ в том случае, когда величина $2K_s D \cdot \overline{\cos \Theta}^{-1}$ ($\overline{\cos \Theta}$ - некоторые усредненные значения $\cos \Theta$) сравнима или превышает величину $1 - \bar{r}$ где \bar{r} - средний по углу коэффициент отражения света от металла (сплошные кривые 2-6). При $2K_s D > 1 - \bar{r}$ большая часть потерь происходит в эмиттерах. Поэтому при наличии хорошо отражающих покрытий для усиления эффекта металлических покрытий эмиттеры желательно делать по возможности тонкими. В случае $1 - \bar{r} > 2K_s D \overline{\cos \Theta}^{-1}$ основные потери света происходят на границе полупроводник-металл, и отношение R_1/R_2 зависит слабо от величины потерь в эмиттерах (штриховые кривые 2,6).

Отношение R_1/R_2 несколько уменьшается с увеличением Δn (кривые 1,2). Причина этого эффекта состоит в следующем. Отношение долей света, перепоглощенного в активном слое и потерянного вне его, увеличивается с увеличением угла Θ , а с увеличением Δn из спектра люминесценции "вырезаются" фотоны, распространявшиеся под большими углами.

Авторы выражают искреннюю благодарность К.К.Ребане за поддержку работы, П.А.Лыку и Я.А.Аарику за обсуждения.

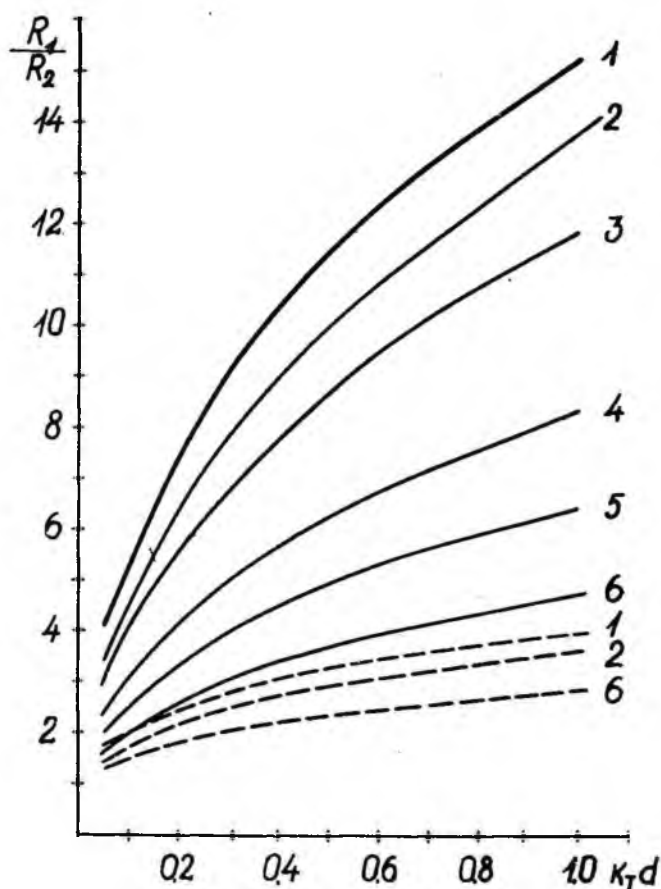


Рис.2. Зависимость отношения R_1/R_2 от толщины активного слоя для покрытий с $n = 0,04$ и $\chi = 6,31$ (A_1 , сплошные кривые) и с $n = 0,30$ и $\chi = 5,77$ (C_1 , штриховые кривые).

1 - $\Delta n = 0$, $K_3 D = 0$; 2 - $\Delta n = 0,2$, $K_3 D = 0$;
 3 - $\Delta n = 0,2$, $K_3 D = 5 \cdot 10^{-4}$; 4 - $\Delta n = 0,2$, $K_3 D = 2,5 \cdot 10^{-3}$;
 5 - $\Delta n = 0,2$, $K_3 D = 5 \cdot 10^{-3}$; 6 - $\Delta n = 0,2$, $K_3 D = 10^{-2}$.

Литература

1. В.П.Грибковский. Теория поглощения и испускания света в полупроводниках. Минск, "Наука и Техника", 1975.
2. В.С.Машкевич. Кинетическая теория лазеров. М., "Наука", 1971.
3. F.Stern, J.M.Woodall. J.Appl. Phys., 15, 1974, 3904.
4. Ж.И.Алферов, В.М.Андреев, Д.З.Гарбузов, В.Р.Ларионов, В.Д.Румянцев. Письма в ЖТФ, 1, 1975, 401.
5. P.B.Johnson, R.W.Christy. Phys. Rev., B6, 1972, 4370.
6. В.Б.Халфин, Д.З.Гарбузов, И.Ю.Давидюк. ФТП, 10, 1976, 1430.
7. F.Stern. Solid State Physics, 15, 1963, 300.
8. D.D.Sell, N.C.Casey. J.Appl.Phys., 45, 1974, 800.

THE INFLUENCE OF MIRROW-REFLECTING OF SPONTANEOUS RADIATION FROM METAL CONTACTS UPON THE HETEROLASER THRESHOLD CURRENT (A MODEL OF DIRECT OPTICAL TRANSITIONS)

P.Adamson, A.Rosental, V.Fedosseev

S u m m a r y

A theoretical study on the influence of mirrow-reflecting of spontaneous radiation from metal contacts upon the heterolaser threshold current has been carried out. A model of direct optical transitions has been used. It has been established that the contacts with a high reflection coefficient (e.g. Ag) may reduce the threshold current by several times.

ВЫЧИСЛЕНИЕ ПОВЕРХНОСТНОЙ ФОТО-ЭДС ВЫРОЖДЕННОГО ПОЛУПРОВОДНИКА

М.И.Сейленталь

Выводятся формулы вычисления поверхностной фото-ЭДС (ПФЭ) в квазистационарном состоянии объема полупроводника с учетом вырождения носителей в зонах при дискретном спектре поверхностных состояний. Приведен расчет ПФЭ для InSb n -типа с объемной плотностью доноров $N_d = 0,5 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$ при $T=300 \text{ K}$.

В в е д е н и е

Теория поверхностной фото-ЭДС (ПФЭ) в полупроводниках при квазистационарном состоянии равновесия объема полупроводника создана в работах [1] - [4] с достаточной глубиной, но правильно описывает ПФЭ только в тех полупроводниках, где носители подчиняются статистике Больцмана.

В последнее время широкое применение получили узкозонные полупроводники InSb , InAs , где носители вырождены даже при комнатной температуре. Теория ПФЭ [1-4], не учитывающая влияния вырождения на фото-ЭДС, в данном случае непригодна. Грин и Сейвац [5] рассмотрели влияние вырождения носителей на величину приповерхностного объемного пространственного заряда (ОПЗ), но не рассматривали поверхностных состояний (ПС) и перераспределения заряда в поверхностных состояниях под влиянием ОПЗ.

В настоящей работе выведены формулы для вычисления ПФЭ в квазистационарном состоянии объема полупроводника с учетом вырождения носителей в зонах при дискретном спектре ПС. Степень ионизации донорных и акцепторных примесей, а также ширина запрещенной зоны полупроводника может быть произвольной.

Т е о р и я П Ф Э п р и в ы р о ж д е н н ы х н о с и т е л я х

Для компенсации заряда Q_{ss} в поверхностных состояниях полупроводника возникает объемный заряд Q_{sc} , который при термодинамическом равновесии полупроводника обес-

печивает электрическую нейтральность

$$Q_{sc} + Q_{ss} = 0. \quad (1)$$

При сделанных допущениях мы можем рассматривать Q_{sc} и Q_{ss} как функции двух переменных Y_s и φ_{nv}

$$Q_{sc} = Q_{sc}(Y_s, \varphi_{nv}), \quad (2)$$

$$Q_{ss} = Q_{ss}(Y_s, \varphi_{nv}),$$

где Y_s — величина электростатического потенциала* на поверхности полупроводника (см. рис. I), φ_{nv} — расстояние уровня Ферми от дна зоны проводимости в единицах kT в объеме полупроводника,

$$\varphi_{nv} = \frac{E_c - E_F}{kT},$$

$$Y_s = \frac{E_{cs} - E_i}{kT},$$

$$\begin{aligned} Y &= Y(x), \\ Y(x=0) &= Y_s. \end{aligned} \quad (3)$$

Создав в объеме полупроводника при помощи постоянного оптического возбуждения в единицу времени концентрации избыточных носителей Δn и Δp , после прохождения времени релаксации появляется новое квазиравновесное состояние с новым равновесным поверхностным потенциалом.

Считая, что при создании избыточных носителей в точке x_l

$$\Delta n_{lv} = \Delta p_{lv}, \quad (4)$$

что равносильно требованию биполярной проводимости в объеме полупроводника, мы можем из условия (1), как следствие, получить

$$dQ_{sc} + dQ_{ss} = 0,$$

* В дальнейшем все величины с индексом s относятся к поверхности, с индексом v — к объему полупроводника.

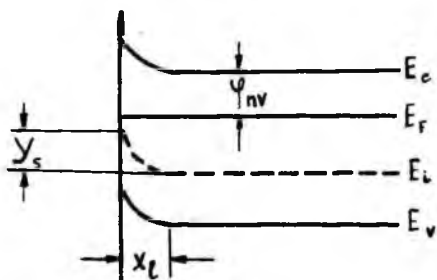


Рис.1. Зонная схема полупроводника, иллюстрирующая вводимые понятия.

x_e — длина области пространственного заряда.

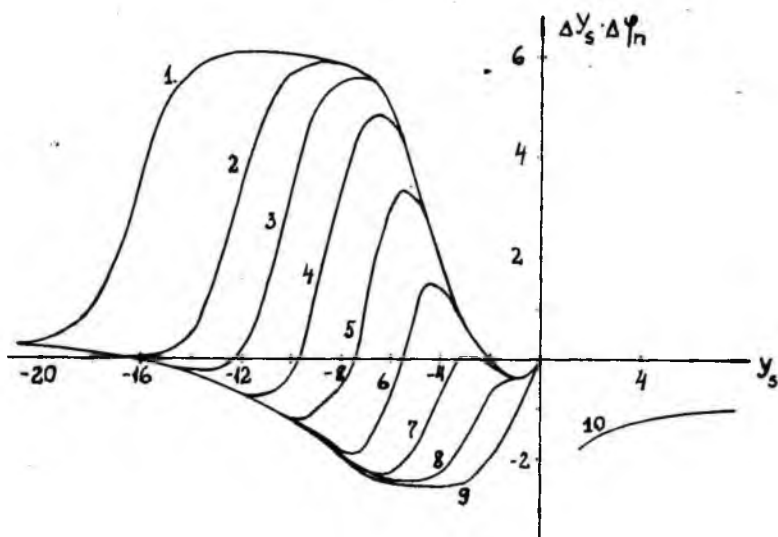


Рис.2. Зависимость ПФЭ от поверхностного потенциала при различных плотностях поверхностных состояний.

откуда сразу при помощи (2) мы получаем:

$$dY_s = - \frac{\frac{\partial Q_{sc}}{\partial \varphi_{nv}} + \frac{\partial Q_{ss}}{\partial \varphi_{nv}}}{\frac{\partial Q_{sc}}{\partial Y_s} + \frac{\partial Q_{ss}}{\partial Y_s}} d\varphi_{nv}. \quad (5)$$

При выводе (5) мы считаем, что в новом квазиравновесном состоянии расстояние уровня Ферми в объеме $\varphi_{nv}^* = \varphi_{nv} + d\varphi_{nv}$ и поверхностный потенциал $Y_s^* = Y_s + dY_s$.

Изменение расстояния уровня Ферми $d\varphi_{nv}$ в объеме полупроводника должно удовлетворять условию $d\varphi_{nv} \ll \varphi_{nv}$, то есть мы будем заниматься только случаем слабого возбуждения.

Для нахождения вида членов в формуле (5) нам надо найти явное выражение для Q_{sc} и Q_{ss} при сделанных допущениях.

Чтобы найти выражение для объемного заряда Q_{sc} , надо решить одномерное уравнение Пуассона

$$\text{div } E = \frac{\rho(x)}{\varepsilon \varepsilon_0}, \quad (6)$$

где объемная плотность пространственного заряда

$$\rho(x) = e [n_v(x) - n_p(x) + N_{di}(x) - N_{ai}(x)]; \quad (6a)$$

$$n_p = N_v F_{\frac{1}{2}}(-\varphi_{nv} - Y(x)); \quad (6б)$$

$$n_v(x) = N_c F_{\frac{1}{2}}(-\varphi_{nv} + Y(x)); \quad (6в)$$

$$\text{где } N_{ai}(x) = f(x) N_a, \quad N_{di}(x) = [1 - f(x)] N_d,$$

$$\varphi_{nv} + \varphi_{pv} = E_{gap},$$

$$\text{а } F_j(\eta) = \frac{1}{\Gamma(j+1)} \int_0^\infty \frac{x^j dx}{e^{-\eta} + x + 1} - \text{интеграл Ферми-Дирака } j\text{-по-}$$

рядка. Функция $f(x)$ описывает статистику заполнения объемных донорных и акцепторных уровней. Если для мелких донорных и акцепторных уровней степень вырождения по спину обозначить δ_1 и δ_2 , то после интегрирования уравнения (6), используя закон Гаусса в виде

$$Q_{sc} = -\varepsilon \varepsilon_0 E_s = \varepsilon \varepsilon_0 \left. \frac{dY}{dx} \right|_s, \quad (7)$$

$$* \text{ div } \vec{E} = -\text{div grad } \varphi, \varphi(x) = \frac{E_i(x) - E_F}{-e} = Y(x) \frac{kT}{-e} + \frac{E_{iv} - E_F}{-e}.$$

получаем выражение для объемного заряда в виде [6]

$$Q_{sc} = \pm (2\varepsilon_0 \varepsilon kT)^{\frac{1}{2}} F^{\frac{1}{2}} (Y_s, \varphi_{nv})^*, \quad (8)$$

где $F = N_c [F_{\frac{1}{2}}(-\varphi_{nv} + Y_s) - F_{\frac{3}{2}}(-\varphi_{nv})] + N_v [F_{\frac{1}{2}}(-\varphi_{nv} - Y_s) - F_{\frac{3}{2}}(-\varphi_{nv})] +$

$$+ N_d \ln \left[\frac{\delta_1^{-1} \exp(\varphi_{nv} - \varepsilon_c - Y_s)}{\delta_1^{-1} \exp(\varphi_{nv} - \varepsilon_c)} \right] + N_a \ln \left[\frac{\delta_2 \exp(\varphi_{nv} - \varepsilon_v + Y_s)}{\delta_2 \exp(\varphi_{nv} - \varepsilon_v)} \right].$$

В формуле (8) N_d и N_a — плотность объемных донорных и акцепторных примесей; N_v и N_c — плотность эффективной массы дырок и электронов в валентной зоне и в зоне проводимости; ε_c и ε_v — расстояние неглубоких донорных и акцепторных уровней от соответствующих зон в единицах kT ,

$$\varepsilon_c = \frac{E_c - E_0}{kT}, \quad \varepsilon_v = \frac{E_v - E_A}{kT}.$$

При интегрировании мы учитываем, что интегралы Ферми-Дирака разных порядков между собой связаны соотношением [7]

$$\frac{dF_j(x)}{dx} = F_{j-1}(x). \quad (9)$$

Используя формулу (9) мы вычисляем частные производные Q_{sc} по Y_s и φ_{nv} :

$$\begin{aligned} \frac{\partial Q_{sc}}{\partial Y_s} = & \pm \left(\frac{\varepsilon \varepsilon_0 kT}{2} \right)^{\frac{1}{2}} F^{-\frac{1}{2}} (Y_s, \varphi_{nv}) \left\{ N_c F_{\frac{1}{2}}(-\varphi_{nv} + Y_s) - N_v F_{\frac{1}{2}}(-\varphi_{nv} - Y_s) - \right. \\ & \left. - \frac{N_d}{1 + \delta_1^{-1} \exp(\varepsilon_c - \varphi_{nv} + Y_s)} + \frac{N_a}{1 + \delta_2 \exp(\varepsilon_v - \varphi_{nv} - Y_s)} \right\}, \quad (10) \\ \frac{\partial Q_{sc}}{\partial \varphi_{nv}} = & \left(\frac{\varepsilon \varepsilon_0 kT}{2} \right)^{\frac{1}{2}} F^{-\frac{1}{2}} (Y_s, \varphi_{nv}) \left\{ N_c \left[F_{\frac{1}{2}}(-\varphi_{nv}) - F_{\frac{1}{2}}(-\varphi_{nv} + Y_s) \right] + \right. \\ & \left. + N_v \left[F_{\frac{1}{2}}(-\varphi_{nv}) - F_{\frac{1}{2}}(-\varphi_{nv} - Y_s) \right] \cdot \frac{\partial \varphi_{nv}}{\partial \varphi_{nv}} + \right. \end{aligned}$$

* В выражении (8) знак "+" если $Y_s < 0$, "-" если $Y_s > 0$.

$$\begin{aligned}
& + N_d \left\{ \frac{\delta_1^{-1} \exp(\varphi_{nv} - \varepsilon_c) [\exp(-\gamma_s) - 1]}{[\delta_1^{-1} + \exp(\varphi_{nv} - \varepsilon_c)] [\delta_1^{-1} + \exp(\varphi_{nv} - \varepsilon_c - \gamma_s)]} \right\} + \\
& + N_a \left(\frac{\delta_2 + \exp(\varphi_{nv} - \varepsilon_v)}{\delta_2 + \exp(\varphi_{nv} - \varepsilon_v + \gamma_s)} \right) \times \left[\frac{\exp(\varphi_{nv} - \varepsilon_v + \gamma_s)}{\delta_2 + \exp(\varphi_{nv} - \varepsilon_v)} \cdot \frac{\partial \varphi_{nv}}{\partial \gamma_s} - \right. \\
& \left. - \frac{\delta_2 + \exp(\varphi_{nv} - \varepsilon_v + \gamma_s)}{[\delta_2 + \exp(\varphi_{nv} - \varepsilon_v)]^2} \times \exp(\varphi_{nv} - \varepsilon_v) \frac{\partial \varphi_{nv}}{\partial \gamma_s} \right] \cdot \quad (II)
\end{aligned}$$

Заряд в ПС Q_{ss} в общем случае при дискретном спектре выражается в виде

$$Q_{ss} = -e \sum_i N_{ti} \phi_i,$$

где N_{ti} — плотность поверхностных состояний i -го типа на единицу поверхности, ϕ_i — функция заполнения ПС, которую при помощи статистики Шокли-Рида [8] берем в виде

$$\phi_i = \frac{K_{ni} n_s + K_{pi} n_{i1}}{K_{ni} (n_s + n_{i1}) + K_{pi} (p_s + p_{i1})}. \quad (12)$$

Величины K_{ni} и K_{pi} — коэффициенты захвата ПС i -го типа для электрона и дырки, n_{i1} и p_{i1} — соответствующие коэффициенты эмиссии, выражения для которых в вырожденном полупроводнике имеют вид:

$$\begin{cases} n_{i1} = n_s \exp(-\varepsilon_{itc} - \varphi_{nv} - \gamma_s), \\ p_{i1} = p_s \exp(-\varepsilon_{itv} + \varphi_{nv} - \gamma_s). \end{cases} \quad (13)$$

В формуле (13) ε_{itc} и ε_{itv} выражают расстояние ПС от соответствующей зоны полупроводника, а величины n_s и p_s даны формулами:

$$\begin{cases} n_s = N_c F_{\frac{1}{2}}(-\varphi_{nv} + \gamma_s), \\ p_s = N_v F_{\frac{1}{2}}(-\varphi_{nv} - \gamma_s). \end{cases}$$

Теперь можно найти и частные производные от Q_{ss} по γ_s и φ_{nv} :

$$\frac{\partial Q_{ss}}{\partial \varphi_{nr}} = e \sum_i N_{ti} \times$$

$$\times \left\{ \frac{K_{ni}^2 \left(n_{4i} \frac{\partial n_s}{\partial \varphi_{nr}} - \frac{\partial n_{4i}}{\partial \varphi_{nr}} n_s \right) + K_{ni} K_{ri} \left(\frac{\partial n_s}{\partial \varphi_{nr}} n_s - n_s \frac{\partial n_s}{\partial \varphi_{nr}} \right)}{[K_n (n_s + n_{4i}) + K_r (n_s + r_{4i})]^2} + \right.$$

$$\left. + \frac{K_{ri} K_{ni} \left(\frac{\partial r_{4i}}{\partial \varphi_{nr}} n_{4i} - r_{4i} \frac{\partial n_{4i}}{\partial \varphi_{nr}} \right) + K_r^2 \left(\frac{\partial r_{4i}}{\partial \varphi_{nr}} n_s - r_{4i} \frac{\partial n_s}{\partial \varphi_{nr}} \right)}{[K_n (n_s + n_{4i}) + K_r (n_s + r_{4i})]^2} \right\}. \quad (I4)$$

Формулы для $\frac{\partial Q_{ss}}{\partial \varphi_{nr}}$ совершенно аналогичны (с заменой $\frac{\partial}{\partial \varphi_{nr}}$ на $\frac{\partial}{\partial \gamma_s}$).

В частном случае, когда у нас имеется на поверхности только один тип поверхностных состояний с плотностью N_t и принимая, что $r_1 = n_1 \approx 0$ (т.к. при ПС вблизи центра запрещенной зоны $n_1 \leq n_s$ и $r_1 \ll r_s$), мы получаем, что

$$\frac{\partial Q_{ss}}{\partial \gamma_s} = \frac{e N_t}{(n_s)^2 \left[1 + \frac{K_r}{K_n} \cdot \frac{r_s}{n_s} \right]^2} \cdot \frac{K_r}{K_n} N_c N_v \times$$

$$\times \left[F_{\frac{1}{2}}(-\varphi_{nr} + \gamma_s) F_{-\frac{1}{2}}(-\varphi_{nr} - \gamma_s) + F_{\frac{1}{2}}(-\varphi_{nr} - \gamma_s) F_{-\frac{1}{2}}(-\varphi_{nr} + \gamma_s) \right] \quad (I5)$$

$$\text{и } \frac{\partial Q_{ss}}{\partial \varphi_{nr}} = \frac{e N_t}{(n_s)^2 \left[1 + \frac{K_r}{K_n} \cdot \frac{r_s}{n_s} \right]^2} \cdot \frac{K_r}{K_n} N_c N_v \left[F_{-\frac{1}{2}}(-\varphi_{nr} - \gamma_s) F_{\frac{1}{2}}(-\varphi_{nr} + \gamma_s) \times \right.$$

$$\left. \times \frac{N_c F_{\frac{1}{2}}(-\varphi_{nr})}{N_v F_{-\frac{1}{2}}(-\varphi_{nr})} - F_{\frac{1}{2}}(-\varphi_{nr} - \gamma_s) F_{-\frac{1}{2}}(-\varphi_{nr} + \gamma_s) \right]. \quad (I6)$$

При выводе формул (I5) и (I6) мы применяли тождество

$$\frac{\partial \varphi_{nr}}{\partial \varphi_{nr}} = \frac{N_c F_{-\frac{1}{2}}(-\varphi_{nr})}{N_v F_{\frac{1}{2}}(-\varphi_{nr})}, \quad (I7)$$

что может быть получено из условия $\Delta n_v = \Delta p_v$ при подстановке их явных выражений из формул (6а) - (6в), если

их разложить в степенной ряд и ограничиваться только членами первой степени малости из-за низкого уровня возбуждения.

Р а с ч е т ПФЭ для InSb

Расчет ПФЭ для вырожденного полупроводника был проведен для InSb n -типа с объемной плотностью доноров $N_d = 0,5 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$ при $T=300 \text{ К}$. В этом случае равновесный уровень Ферми в объеме находится в зоне проводимости на расстоянии 1,18 кТ, а ширина запрещенной зоны составляет 6,46 кТ. Для получения зависимости ПФЭ от поверхностного потенциала Y_s , расчет был проведен на ЭВМ при различных поверхностных плотностях поверхностных состояний. При расчетах интегралы Ферми-Дирака $F_j(x)$ были аппроксимированы приближенными выражениями (10) для соответствующих областей аргумента. Например, интеграл $F_{\frac{1}{2}}(x)$ для области $-4 \leq x \leq 1,3$ с точностью 4% аппроксимируется функцией

$$F_{\frac{1}{2}}(x) \approx \frac{\exp x}{1 + 0,27 \exp x}.$$

Поверхностный уровень был выбран акцепторного типа с коэффициентами захвата $\frac{K_p}{K_n} = 0,1$ и на расстоянии единицы кТ от зоны проводимости. Зависимость ПФЭ от Y_s при различных плотностях ПС N_t показана на рис.2.

Область изменения ПФЭ при различных N_t определяется исключительно объемными константами N_c, N_v, N_d и не зависит от поверхностной плотности ПС. В то же время количество точек, где ПФЭ достигает нулевого значения и изменяет знак, зависит только от плотности ПС N_t .

В области поверхностного потенциала $0 \leq Y_s \leq 1,5 \text{ кТ}$ из-за принятых аппроксимаций интегралов Ферми-Дирака ПФЭ не определено.

Вышеприведенные формулы пригодны для вычисления ПФЭ не только узкозонного полупроводника типа InSb, но и для вычисления ПФЭ широкозонных полупроводников, где в одной зоне может быть вырождение носителей. Например, для GaAs n -типа вырождение в зоне проводимости наступает уже при легировании $N_d = 0,59 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$.

Литература

1. C.G.B.Garrett, W.H.Brattain. Phys.Rev., 99, 1955, 376.
2. E.O.Johnson. Phys.Rev., 111, 1958, 153.
3. V.M.Buimistrov, A.P.Gorban, V.G.Litovchenko. Surface Science, 3, 1965, 445.
4. D.R.Frankl. E.A.Ulmer. Surface Sci., 6, 1966, 115.
5. R.Seiwatz, M.Green. J.Appl.Physics, 29, 1958, 1034.
6. N.L.Dmitruk. Phys. stat.sol. 32, 1969, 881.
7. J. Blackmore. Semiconductor statistics. London, 1963.
8. W.Shockley, W.Read. Phys. Rev., 87, 1953, 835.

THE CALCULATION OF SURFACE PHOTOVOLTAGE IN THE DEGENERATE SEMICONDUCTORS

M. Seilenthal

S u m m a r y

In this paper the surface photovoltage (SPV) calculations in semiconductors for the quasi-equilibrium case of surface are presented. Degenerate semiconductors, with shallow donor and acceptor levels, have discrete spectra of surface states in bandgap. The ionisation degree of impurities is arbitrary and for surface states statistics Shockly-Read statistics for local impurity centers has been used. All theory has been derived out in the case of low level excitation relative to main carriers. In numerical calculations Fermi-Dirac integrals have been approximated by wellknown functions for computer handling.

The SPV dependence from the surface potential and surface state density has been calculated for InSb at $T=300K$ with one acceptor type surface state.

ФОТОЭЛЕКТРИЧЕСКИЕ СВОЙСТВА ГЕТЕРОПЕРЕХОДОВ

$$nGaAs - pAl_xGa_{1-x}As$$

Я.В.Бергманн, В.И.Корольков, П.А.Лыук,
Н. Рахимов

Измерена зависимость квантовой эффективности гетерофотодиода $nGaAs - pAl_xGa_{1-x}As$ от уровня легирования и диффузионной длины неосновных носителей. Показано, что результаты хорошо согласуются с теорией. Определено быстрое действие диодов с квантовой эффективностью, близкой к единице, и исследовано влияние электрического поля на длинноволновую границу фоточувствительности диода.

Требования к параметрам и характеристикам приемников излучения в связи с расширением области их применения непрерывно растут. Так, в линиях оптической связи необходимы приемники, одновременно обладающие высокой чувствительностью в требуемом спектральном диапазоне и высоким быстродействием. Фотодиоды для спектрального диапазона 1,4 - 2,0эВ на основе гетеропереходов $nGaAs - pAl_xGa_{1-x}As$ хорошо удовлетворяют этим требованиям благодаря эффекту "окна", благоприятным условиям разделения фотоносителей обеих зон ($\Delta E_g \approx 0$) и совмещению области генерации электронно-дырочных пар с областью их разделения. Из выражения для фототока такого гетероперехода, которое аналогично выражению фототока в $p-i-n$ диоде [1]

$$I_{\Phi} = q a_1 \Phi_0 \left[1 - \frac{1}{1 + K_1 L_p} \exp(-KW) \right] = \Phi_0 Q, \quad (1)$$

где L_p - диффузионная длина дырок, Q - квантовая эффективность, видно, что для получения большего фототока необходимо, чтобы $K_1 W \gg 1$ и $K_1 L_p \gg 1$. Благодаря большому значению K_1 в $GaAs$ в области собственного поглощения квантовая эффективность уже приближается к единице.

Длинноволновая граница фоточувствительности определяется толщиной слоя объемного заряда и диффузионной длиной дырок.

В таблице I приведены рассчитанные по формуле (I) значения Q при разных W и L_p . Видно, что для получения высокой чувствительности в длинноволновой области спектра ширина слоя объемного заряда W , лежащего в узкозонном материале, должна быть не менее 2 мкм, а диффузионная длина неосновных носителей L_p - не менее 10 мкм, т.е. необходимо использовать слаболегированный GaAs с большой длиной диффузионного смещения неосновных носителей.

Таблица I
Рассчитанная квантовая эффективность фототока

W (мкм)	L_p (мкм)	$Q_1(1,50 \text{ эВ})$	$Q_2(1,70 \text{ эВ})$
0,1	10	0,83	0,93
1	1	0,70	0,92
1	5	0,87	0,96
1	10	0,92	0,97
2	1	0,81	0,97
2	5	0,94	0,97
2	10	0,96	0,98

Разработка технологии получения эпитаксиальных слоев GaAs со сравнительно большими диффузионными длинами дырок [2,3] позволила создать быстродействующие гетерофотодиоды и провести исследование влияния параметров узкозонного материала - диффузионной длины дырок и уровня легирования на форму спектральной характеристики чувствительности и величину квантовой эффективности.

Исследуемые гетерофотодиоды представляли собой структуру типа $n^+GaAs-n^0GaAs-pAl_xGa_{1-x}As$, в которой концентрация в n^+ -области была $\sim 10^{18} \text{ см}^{-3}$, в n^0 -области варьировалась от 10^{15} до 10^{15} см^{-3} , а p -слой $Al_xGa_{1-x}As$ легировался германием до концентрации $p = 5 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-3}$. Толщина слоя объемного заряда, лежащего в основном в уз-

козонном материале, была при нулевом смещении $W_0 = 0,5 - 1,7$ мкм, а диффузионные длины $L_p = 1,3 - 10$ мкм.

на рис.1 приведены спектральные характеристики фото-чувствительности нескольких гетерофотодиодов, в которых коротковолновая граница чувствительности определяется только выбранным составом широкозонной части (E_g^{AlGaAs}).

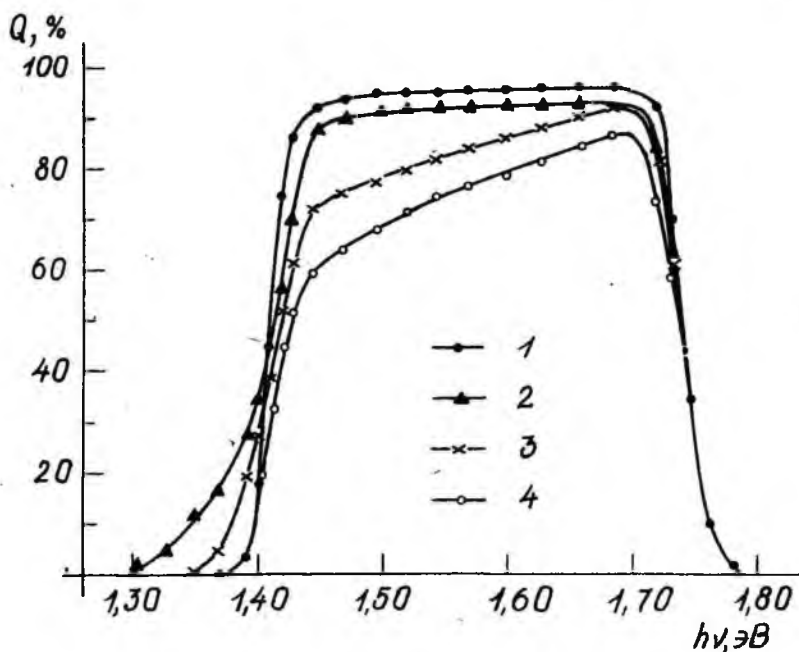


Рис.1. Спектральные характеристики фоточувствительности гетеропереходов.

$L_p = 10$ мкм : 1 - $W_0 = 1,6$ мкм;

$L_p = 1,3$ мкм : 2 - $W = 4$ мкм ($U_{обр.} = 25$ В),

3 - $W = 1,6$ мкм ($U_{обр.} = 8$ В), 4 - $W_0 = 0,5$ мкм.

Из рисунка 1 видим, что наблюдается хорошее соответствие экспериментально полученных форм спектральной характеристики и значений Q с расчетными значениями, приведенными в таблице 1.

Максимальные значения Q наблюдались для образцов с $w_0 = 1,6$ мкм ($n^0 = 1,1 \cdot 10^{15} \text{ см}^{-3}$) и $L_p = 10$ мкм. Отметим, что при подаче отрицательного смещения и на образцах с $L_p = 1,3$ мкм, Q становилась близкой к единице (рис.1, кривая 2).

При подаче отрицательного смещения чувствительность в длинноволновой области возрастает, как за счет увеличения коэффициента собирания, благодаря расширению области объемного заряда, так и за счет увеличения коэффициента поглощения в области сильного электрического поля объемного заряда (эффект Франца-Келдыша).

Было проведено изучение сдвига края поглощения GaAs в длинноволновую область под действием электрического поля как по изменению пропускания, так и по сдвигу длинноволновой границы чувствительности гетерофотодиода.

Измерения проводились как при модуляции светового потока с $f_1 = 38$ Гц, так и дифференциальным методом при наложении на постоянное смещение переменного сигнала (~ 100 мВ) с $f_2 = 1000$ Гц. На рис.2 изображены спектральные зависимости края фоточувствительности и края пропускания при двух смещениях. При этом коэффициент модуляции достигал 57 % ($U_{\text{обр.}} = 0 + 100 \text{ В.}$).

Необходимо отметить, что поскольку эффект Франца-Келдыша имеет чисто полевой характер, временные ограничения модулятора на основе этого эффекта связаны только с временем ухода подвижных носителей из слоя объемного заряда.

В исследуемых гетерофотодиодах, благодаря совмещению области генерации фотоносителей и их области разделения, быстродействие определяется двумя процессами: временем пролета неосновных носителей через область объемного заряда и временем схемной RC релаксации. Оба этих характеристических времени связаны, и доминирующая роль того или иного механизма определяется уровнем легирования узкозонного материала. На практике ($n > 10^{14} \text{ см}^{-3}$) быстродействие определяется схемной RC релаксацией, т.е. в основном емкостью гетероперехода.

Использование слаболегированного GaAs , благодаря снижению барьерной емкости, позволило при площади свето -

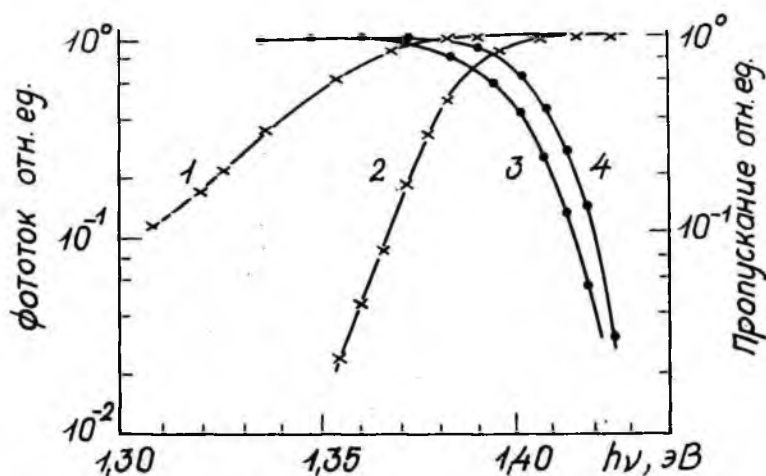


Рис.2. Спектральная зависимость края fotocувствительности (1,2) и края пропускания (3,4) при двух смещениях : 1,3 - $U_{\text{обр.}} = -50 \text{ В}$; 2,4 - $U_{\text{обр.}} = 0 \text{ В}$.

чувствительной площадки $S \approx 1 \text{ мм}^2$ получить фотодиоды с временем нарастания и спада фотоответа $\sim 10^{-9} \text{ с}$. при $Q \sim 1$.

В заключение авторы считают своим приятным долгом выразить благодарность Ж.И.Алферову за внимание к работе, В.Г.Данильченко и Г.В.Сторожевой за помощь в проведении измерений.

Литература

1. С.М.Зи. Физика полупроводниковых приборов. М., 1973.
2. Я.В.Бергманн, В.Т.Данильченко, В.И.Корольков, В.Г.Никитин, М.Н.Степанова, Д.Н.Третьяков. ФТП, 10, 1976, 1569.
3. Ж.И.Алферов, Я.В.Бергманн, В.И.Корольков, В.Г.Никитин, А.А.Смирнова, М.Н.Степанова, Д.Н.Третьяков. ФТП, 11, 1977, 892.

PHOTO-ELECTRICAL PROPERTIES OF $n\text{GaAs-pAl}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$
HETEROJUNCTIONS

J. Bergmann, V. Korolkov, P. Lóuk,
N. Rachimov

S u m m a r y

The quantum efficiency as a function of doping level and diffusion length of minority carriers in $n\text{GaAs-pAl}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ photodiodes was investigated. Experimental results are in good agreement with theory. It is shown, that quantum efficiency has maximum value in diodes with free carrier densities $n \approx 1 \cdot 10^{15} \text{ cm}^{-3}$ and with diffusion length for holes $L_p \approx 10 \mu\text{m}$ in narrow gap material. In high quantum efficiency diodes response time $\sim 10^{-9} \text{ s}$ was achieved.

The influence of electric field on spectral characteristics of photosensitivity in low energy range was observed.

ТУННЕЛИРОВАНИЕ ЧЕРЕЗ БАРЬЕР С ДВУМЯ РЕЗОНАТОРАМИ

Э.К.Тальвисте, К.О.Тоотс

Выведена формула для прозрачности кусочно-постоянного потенциального рельефа с двумя резонаторными ямами. Определены условия возникновения резонансных максимумов туннельного тока. Рассматриваемая модель применима в анализе тонкопленочных твердотельных туннельных структур и барьеров Шоттки.

Известно, что прозрачность потенциального барьера для туннельного проникновения частиц имеет резонансные максимумы при наличии в барьере ямы, служащей резонатором для волн, описывающих движение частиц (см [1]). Одномерная модель системы с одной резонаторной ямой рассмотрена довольно подробно в квазиклассическом ВКБ - приближении [2-6] , а также способом точного расчета волновых функций для кусочно-постоянного потенциального рельефа [7,8]. Система с двумя резонаторными ямами охарактеризована вкратце на основе ВКБ-приближения в работе [5] .

В настоящей работе выполнен расчет волновых функций для кусочно-постоянного потенциального рельефа с двумя ямами способом, развитым в [8] и примененным там же для одной ямы. Вид одномерного потенциального рельефа изображен на рис.1. Резонаторными ямами служат области III и V. Рассмотрение ограничивается случаем, когда ширины обоих потенциальных ям (b) и всех барьеров (w) одинаковы. Выражение, полученное для отношения прошедшего потока I_t к падающему I_i , удобно записать в матричной форме.

$$\frac{I_t}{I_i} = \frac{2^{12}}{K} \cdot \frac{k_1 x_1^2 k_2^2 x_2^2 x_4^2 k_5^2 x_6^2 k_7}{(k_1^2 + x_1^2)(x_1^2 + k_2^2)(k_2^2 + x_4^2)(x_4^2 + k_5^2)(k_5^2 + x_6^2)(x_6^2 + k_7^2)}, \quad (I)$$

$$K = \sum_{\ell=1}^6 Z_{\ell} \sum_{m=1}^4 F_m \sum_{n=1}^8 A_{mn} B_{nl}, \quad (2)$$

где k_i - волновые числа и α_i - показатели затухания волновой функции в i -ой области барьера ($i = 1, \dots, 7$).

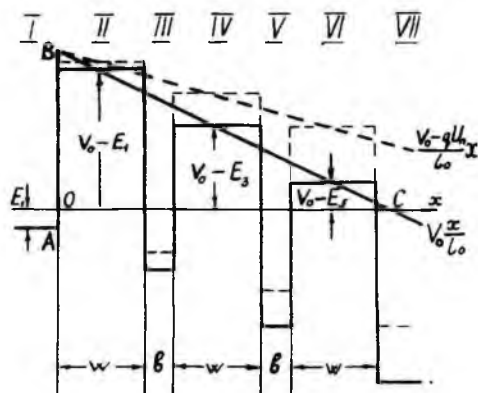


Рис. I. Одномерный кусочно-постоянный потенциальный рельеф с двумя резонаторными ямами (области III и IV).

Символом Z_{ℓ} обозначен восьмикомпонентный "вектор затуханий" вида

$$Z_{\ell} = \left\{ \begin{aligned} &\exp[(\alpha_2 + \alpha_4 + \alpha_6)w]; -\exp[(\alpha_2 + \alpha_4 - \alpha_6)w]; \\ &-\exp[(\alpha_2 - \alpha_4 + \alpha_6)w]; -\exp[(-\alpha_2 + \alpha_4 + \alpha_6)w]; \\ &\exp[(\alpha_2 - \alpha_4 - \alpha_6)w]; \exp[(-\alpha_2 + \alpha_4 - \alpha_6)w]; \\ &\exp[(-\alpha_2 - \alpha_4 + \alpha_6)w]; -\exp[(-\alpha_2 - \alpha_4 - \alpha_6)w] \end{aligned} \right\}, \quad (3)$$

F_m - вектор-оператор образования экспоненциальных функций:

$$F_m = (\exp, -\exp, -\exp, \exp). \quad (4)$$

A_{mn} и B_{nl} представляют собой матрицы:

$$A_{mn} = \begin{pmatrix} -\varphi_1 & -\varphi_2 & \varphi_3 & \varphi_4 & \varphi_5 & \varphi_6 & \varphi_7 & \varphi_8 \\ \varphi_1 & -\varphi_2 & \varphi_3 & -\varphi_4 & -\varphi_5 & \varphi_6 & \varphi_7 & \varphi_8 \\ -\varphi_1 & \varphi_2 & \varphi_3 & \varphi_4 & \varphi_5 & -\varphi_6 & -\varphi_7 & \varphi_8 \\ \varphi_1 & \varphi_2 & \varphi_3 & -\varphi_4 & -\varphi_5 & -\varphi_6 & -\varphi_7 & \varphi_8 \end{pmatrix}, \quad (5)$$

$$B_{nl} = i \begin{pmatrix} I & I & I & I & I & I & I & I \\ I & I & I & I & I & I & I & I \\ I & I & I & -I & I & -I & -I & -I \\ I & I & I & -I & I & -I & -I & -I \\ I & I & -I & I & -I & I & -I & -I \\ I & I & -I & I & -I & I & -I & -I \\ I & -I & I & I & -I & -I & I & -I \\ I & -I & I & I & -I & -I & I & -I \end{pmatrix}. \quad (6)$$

Элементами матрицы (5) обозначено следующее:

$$\begin{aligned} \varphi_1 &= k_3 b, \quad \varphi_2 = k_5 b, \quad \varphi_3 = \arctg \frac{x_2}{k_4}, \quad \varphi_4 = \arctg \frac{x_2}{k_3}, \\ \varphi_5 &= \arctg \frac{x_4}{k_5}, \quad \varphi_6 = \arctg \frac{x_4}{k_5}, \quad \varphi_7 = \arctg \frac{x_6}{k_5}, \quad \varphi_8 = \arctg \frac{x_6}{k_7}. \end{aligned} \quad (7)$$

Явный вид всех восьми слагаемых суммы (2) выписывается по правилам умножения матриц. Для первого слагаемого, содержащего член наибольшего затухания, имеем

$$\begin{aligned} K_{11} &= \exp [(x_2 + x_4 + x_6) \omega] \times \\ &\times [\exp i (-\varphi_1 - \varphi_2 + \varphi_3 + \varphi_4 + \varphi_5 + \varphi_6 + \varphi_7 + \varphi_8) - \\ &- \exp i (\varphi_1 - \varphi_2 + \varphi_3 - \varphi_4 - \varphi_5 + \varphi_6 + \varphi_7 + \varphi_8) - \\ &- \exp i (-\varphi_1 + \varphi_2 + \varphi_3 + \varphi_4 + \varphi_5 - \varphi_6 - \varphi_7 + \varphi_8) + \\ &+ \exp i (\varphi_1 + \varphi_2 + \varphi_3 - \varphi_4 - \varphi_5 - \varphi_6 - \varphi_7 + \varphi_8)]. \end{aligned} \quad (8)$$

По формуле (8) видно, что условиями резонансного проникновения ($K_{ii} \rightarrow 0$) являются

$$k_3 b = \varphi_4 + \varphi_5 + n\pi \quad (9a)$$

и

$$k_5 b = \varphi_6 + \varphi_7 + n\pi. \quad (9b)$$

Таким образом, каждый резонатор характеризуется своим условием резонанса. Выполнение одного из этих условий приводит к значению $K_{ii} = 0$, т.е. резонанс в одной яме в рассмотренном случае является в то же время резонансом всей системы.

В качестве примера рассмотрим данную систему, когда к ней приложено постоянное электрическое поле $\mathcal{E}_0 = \frac{V_0}{q l_0}$ (V_0 - высота барьера, q - элементарный заряд, l_0 - параметр размерности длины). Подавая на систему дополнительное смещение U_n , можно сдвигать отдельные ступеньки потенциального профиля друг относительно друга (рис.1) и тем самым управлять появлением резонансных максимумов тока через систему. В приближении постоянного электрического поля в пределах всей системы имеем:

$$\begin{aligned} k_1 &= \sqrt{E}, \quad k_3 = \sqrt{E - \frac{w+b}{l_0} - U \frac{w+b}{l_0}}, \\ k_5 &= \sqrt{E + 2 \frac{w+b}{l_0} - 2U \frac{w+b}{l_0}}, \quad k_7 = \sqrt{E + 3 \frac{w+b}{l_0} - 3U \frac{w+b}{l_0}}, \\ x_2 &= \sqrt{1-E}, \quad x_4 = \sqrt{1-E - \frac{w+b}{l_0} + U \frac{w+b}{l_0}}, \\ x_6 &= \sqrt{1-E - \frac{w+b}{l_0} + 2U \frac{w+b}{l_0}}. \end{aligned} \quad (10)$$

Здесь $B = \frac{1}{\hbar} \sqrt{2m^* V_0}$, $E = \frac{\mathcal{E}_1}{V_0}$, $U = \frac{q U_n}{V_0}$, где \hbar - постоянная Планка, m^* - эффективная масса туннелирующего носителя, E_1 - кинетическая энергия носителя в области I.

Пример зависимости I_t / I_i от нормированного смещения U , рассчитанный при значениях параметров $V_0 = 0,7$ эВ, $w = 2 \cdot 10^{-5}$ м, $l_0 = 2 \cdot 10^{-7}$ м, $E_1 = 0,05$ эВ, $b = 5 \cdot 10^{-6}$ м (кривая 1), $3 \cdot 10^{-6}$ м (кривая 2) и $5 \cdot 10^{-6}$ м (кривая 3), приведен на рис.2. Видим, что в зависимости от ширины резонаторных ям в данном интервале U появляется от одного до

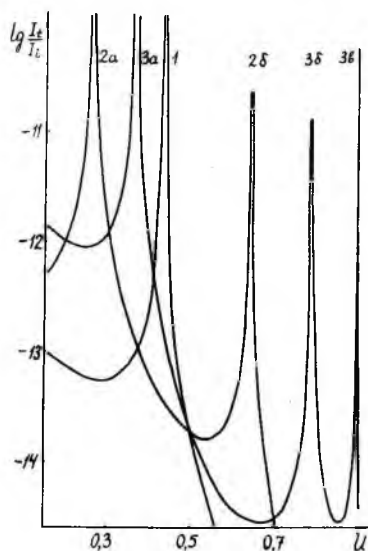


Рис.2. Зависимость отношения прошедшего потока к падающему по модели с двумя резонаторами при различных ширинах потенциальных ям.
 1 - $\ell = 5 \cdot 10^{-8}$ м; 2а, б - $\ell = 6 \cdot 10^{-8}$ м, 3а, б, в - $\ell = 9 \cdot 10^{-8}$ м.

трех резонансных максимумов. Максимум 3а (при $U = 0,47$) соответствует условию (9б) при $n=1$, 3б ($U = 0,87$) условию (9а) при $n=0$ и 3в ($U = 0,94$) условию 9а при $n=0$.

Рассмотренная модель может быть применена, аналогично модели с одной ямой, к анализу тонкопленочных твердотельных систем, содержащих глубокие центры захвата [2,9], а также к барьерам Шоттки [10]. Существует минимальная толщина отдельных слоев, реализуемая экспериментально (не менее 40-50 ангстрем). Поэтому тонкопленочная система с двумя резонаторными слоями может иметь то преимущество, что нерезонансный (фоновый) ток будет сильно подавлен из-за увеличения суммарной толщины барьеров и резонансные

максимумы проявляются чётче. В этом случае дополнительные слои действуют аналогично многослойным светофильтрам в оптике.

Литература

1. Д.Бом. Квантовая теория. М., ГИФМЛ, 1961.
2. J.C.Penley. Phys. Rev., 128, 1962, 596.
3. Л.В.Иогансен. ЖЭТФ, 45, 1963, 207.
4. R.H.Davis, H.H.Hosack. J.Appl. Phys., 34, 1963, 864.
5. Л.В.Иогансен. ЖЭТФ, 47, 1964, 270.
6. R.Hrach. Czech. J.Phys., B20, 1970, 32; 307.
7. H.H.Hosack. J.Appl. Phys., 36, 1965, 1281.
8. Е.О.Кейн. В сб.: Туннельные явления в твердых телах. М., "Мир", 1973.
9. P.Kerkides, A.Modimos. Solid-State Electronics, 19, 1976, 1009.
10. J.S.Helman, F. Sanchez Sinencio. Appl. Phys. Letters, 28, 1976, 34.
11. L.L.Chang, L.Esaki, R.Tsu. Appl.Phys.Letters, 24, 1974, 593.

TUNNELING THROUGH THE BARRIER WITH TWO RESONATORS

E.Talviste, K.Toots

S u m m a r y

An expression is derived for the tunnel penetration of carriers through the piecewise constant potential profile with two resonant regions ("wells") (Fig.1.). The conditions at which the resonant maxima in tunnel current appear are determined. The characteristics of the system in applied electric field are discussed. It is shown that in the system with two potential wells a greater number of maxima occurred and the nonresonant (background) current is strongly suppressed in comparison with that for the system consisting one well only.

ИНЪЕКЦИОННЫЕ СВОЙСТВА ИЗОТИПНЫХ ГЕТЕРОПЕРЕХОДОВ

Г.А.Ашкинази, П.Е.Рабкин

Рассматриваются инжекционные свойства изотипных $n - n^+$ -гетеропереходов, входящих в качестве составной части в трех-слойные $p^+ - n - n^+$ -структуры. Показано, что подобный гетеропереход значительно превосходит гомопереход по инжекционной способности.

Рассматриваются трехслойные $p^+ - n - n^+$ -структуры, в которые изотипный $n - n^+$ -переход входит в качестве составной части.

Говорить об инжекционной способности изотипного перехода, как гомо-, так и гетеро-, имеет смысл лишь при условии высокой концентрации неосновных носителей в одной из его областей; в противном случае ток неосновных носителей через переход можно пренебречь, и коэффициент инжекции такого перехода очевидно равен единице.

Поэтому целесообразно рассмотреть трехслойную $p^+ - n - n^+$ -структуру, в которой посредством анизотипного $p^+ - n$ -перехода осуществляется высокий уровень инжекции неосновных носителей в слаболегированную n -область [1].

В этом случае инжекционные свойства эмиттеров весьма важны с точки зрения полезных характеристик прибора и представляют несомненный интерес.

Известные экспериментальные данные [2] свидетельствуют о том, что гетеропереходы в случае широкозонных эмиттеров обладают высокой инжекционной способностью, выгодно отличающей их от гомопереходов.

В ряде случаев это легко показать сразу, исследовав зонную диаграмму такого перехода. Например, разрыв в валентной зоне изотипных $n - n^+$ -переходов, изображенных на рис. 1 а, б, в, будет значительно снижать ток неосновных носителей, т.е. ток утечки, что обеспечит высокий коэффициент инжек-

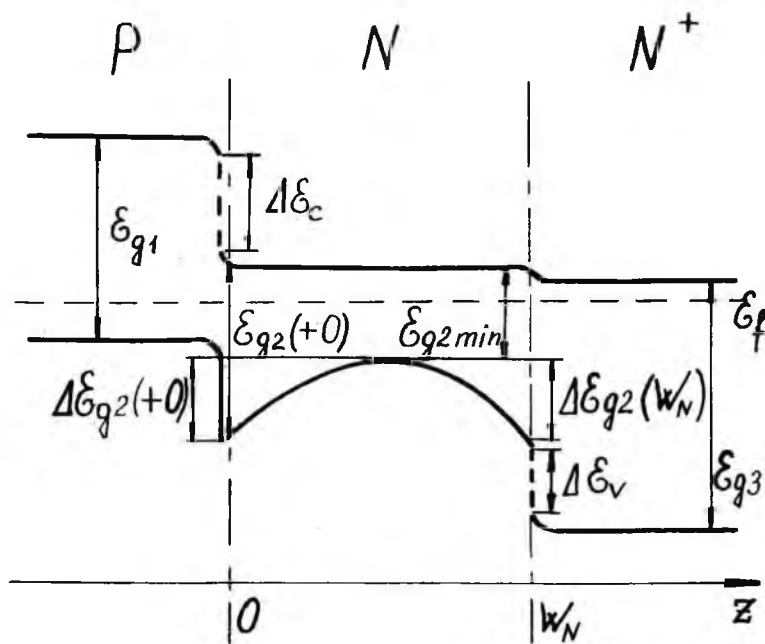


Рис. 1а. Трехслойная n^+-n-n^+ -гетероструктура с изотипным $n-n^+$ -гетеропереходом на основе твердых растворов GaAs - GaInP. Двусторонний градиент состава n -области.

ции. Однако реализовать такие структуры очень сложно. Для этого необходим специальный подбор пары твердых растворов GaAs - GaInP [3] с близкими электронными свойствами, чтобы свести к нулю разрыв в зоне проводимости.

Практически гораздо легче реализовать структуру на основе твердых растворов $GaAs - GaAlAs$ (рис.2). Зонная диаграмма таких структур содержит новые элементы: пикок и мешок в зоне проводимости; разрыв в валентной зоне отсутствует. Возникает также новый механизм переноса зарядов-туннелирование через барьер.

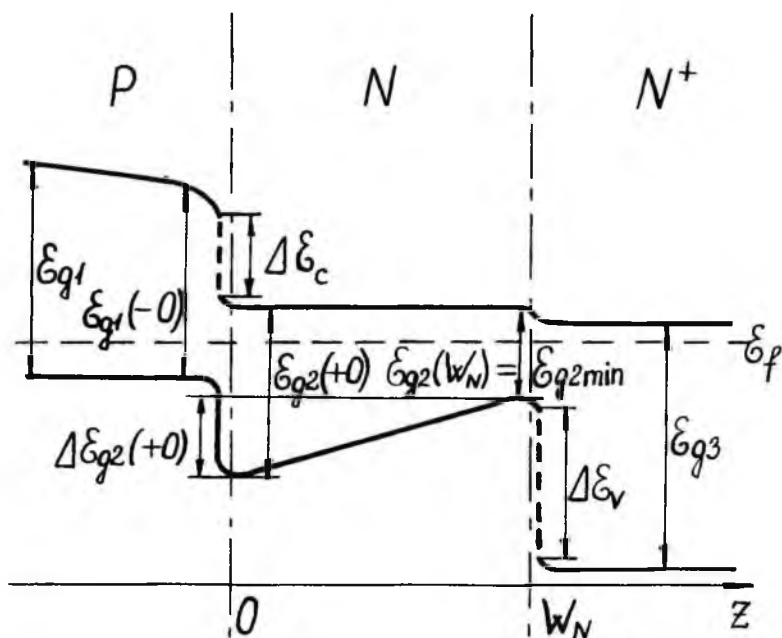


Рис. 16. Трехслойная p^+-n-n^+ -гетероструктура с изотипным $n-n^+$ -гетеропереходом на основе твердых растворов $GaAs - GaInP$. Градиент состава у p^+-n -перехода.

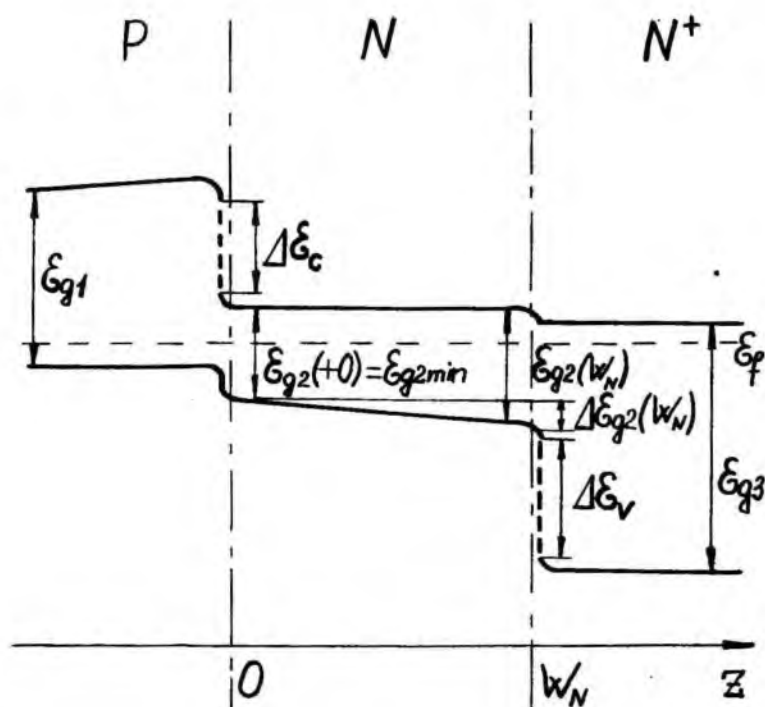


Рис. 1в. Трехслойная p^+-n-n^+ -гетероструктура с изотипным $n-n^+$ -гетеропереходом на основе твердых растворов $GaAs-GaInP$. Градиент состава n -области у $n-n^+$ -перехода.

В настоящей работе рассматривается туннельный механизм протекания тока через барьер в зоне проводимости наряду с надбарьерной инжекцией (термоэмиссией) и их влияние на инжекционную способность изотипного гетероперехода.

Процессы генерации – рекомбинации на поверхностных состояниях на границе раздела и в области объемного заряда не учитываются.

Рассмотрение конкретного вида $n-n^+$ -перехода не ограничивает общности, т.к. аналогично можно описать любой другой гетеропереход.

Инжекционные свойства изотипного гетероперехода предлагается описывать с помощью т.н. фактора улучшения \mathcal{K} (термин использован в [4]), т.е. величины, показывающей в нашем случае, в какой степени ток утечки неосновных носителей j_p в гетеропереходе будет меньше, чем в гомопереходе:

$$j_p^{(Hetero)} = \mathcal{K} j_p^{(Homo)} \quad (1)$$

При фиксированном полном токе j такое же выражение можно написать для коэффициентов утечки:

$$\mathcal{D}_p^{(Hetero)} = \mathcal{K} \mathcal{D}_p^{(Homo)}, \quad (2)$$

где

$$\mathcal{D}_p = \frac{j_p}{j_p + j_n} = \frac{j_p}{j}. \quad (3)$$

Коэффициент утечки связан с коэффициентом инжекции очевидным соотношением:

$$\mathcal{K}_n = 1 - \mathcal{D}_p. \quad (4)$$

Вид фактора улучшения становится особенно наглядным и простым, если вместо коэффициента утечки рассмотреть другую величину

$$\beta = \frac{j_p}{j_n} = \frac{j - j_n}{j_n}, \quad (5)$$

которую можно назвать относительной потерей инжекции. При малых токах утечки $\beta \approx \mathcal{D}_p$. Кроме того, β является верх-

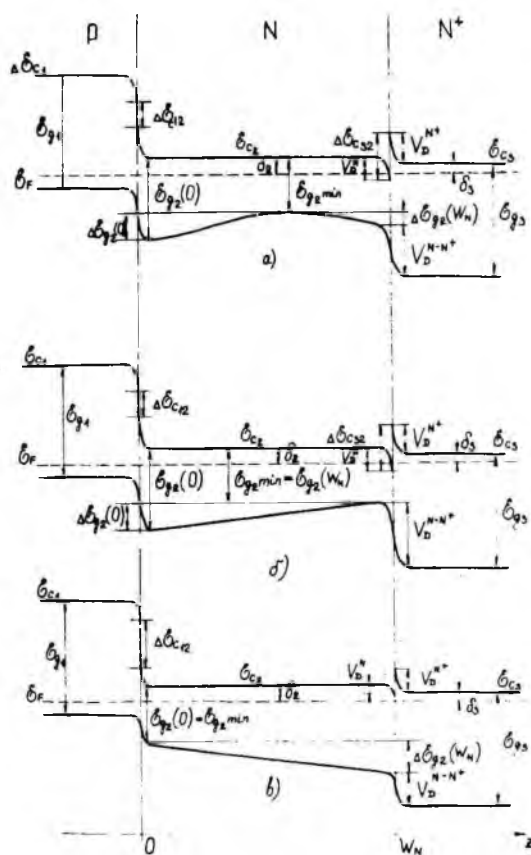


Рис. 2. Трехслойные $p-n-n^+$ -гетероструктуры на основе твердых растворов $GaAs-GaAlAs$.

ней границей $\bar{\psi}_p$, так что рассмотрение β вместо $\bar{\psi}_p$ отвечает большему току утечки, т.е. "наихудшему" случаю.

Используя статистику Больцмана, которая остается справедливой для резких гетеропереходов [1], можно получить отношения дырок и электронов по обе стороны перехода, а затем, применяя простую диффузионную модель Шокли, выразить отношения токов $\beta = j_p/j_n$. Для изотипного перехода на рис.1 фактор улучшения выражается очевидным соотношением:

$$\alpha = \exp(-\Delta\phi_v/kT). \quad (6)$$

При рассмотрении перехода на рис.2 мы учтем термоэмиссионную и туннельную составляющие электронного тока. Термоэмиссионным электронам необходимо преодолеть барьер, равный контактной разности потенциалов V_0^{n+} (рис.2), приходящейся на n^+ -область, тогда как дырки преодолевают барьер, равный полной контактной разности потенциалов $V_0^{n-n^+}$. При этом мы предполагаем, что электроны не "сваливаются" в мешок, а релаксируют на состояние с энергией, не меньшей энергии ϵ_{c2} дна зоны проводимости n -базы. Такое предположение является вполне разумным, т.к. область мешка содержит конечное число состояний, которые в стационарном режиме будут заполнены электронами.

При этом для туннелирующих электронов более вероятным окажется туннелирование через пикок с энергией ϵ_{c2} . В этом случае электрону необходимо подняться в области n^+ на больцмановский барьер $\delta_2 - \delta_3$ ($\delta_{2,3}$ - расстояние в единицах энергии от дна зоны проводимости и уровня Ферми). Прозрачность барьера можно рассчитать по известным квантово-механическим соотношениям:

$$D = D_0 \exp\left(-\frac{2}{\hbar} \int_0^{z_{n^+}} \sqrt{2m^* (\Delta U(z) - qV)} dz\right), \quad (7)$$

где D_0 - коэффициент, близкий к единице, z_{n^+} - ширина барьера вдоль z - координаты (ширина области пространственного заряда в n^+ -области); m^* - эффективная масса электрона; $\Delta U(z)$ - функция, описывающая форму барьера

(для расчетов ее с хорошим приближением можно аппроксимировать квадратичной функцией); V - прямое смещение.

Результат для ρ получается в следующем виде:

$$\rho = \frac{j_p}{j_n} = \frac{D_p^{N^+} n^N L_n^N}{D_n^N n^{N^+} L_p^{N^+}} \cdot \frac{\exp[-(\Delta \mathcal{E}_{g32} + \delta_2 - \delta_3)/kT]}{D \exp[-(\delta_2 - \delta_3)/kT] + \exp(-qV_D^{N^+}/kT)}, \quad (8)$$

где D_n^N , $D_p^{N^+}$, n^N , p^N , L_n^N , $L_p^{N^+}$ - коэффициенты диффузии, концентрации и диффузионные длины электронов и дырок в соответствующих областях; $\Delta \mathcal{E}_{g32}$ - перепад ширины запрещенных зон.

Предельным переходом или рассматривая гомопереход отдельно, легко показать, что аналогичное выражение для гомоперехода не содержит второго множителя в (8).

Таким образом, этот множитель и есть искомый фактор улучшения. После простых преобразований его можно записать в виде:

$$\kappa = \left[D \exp\left(\frac{\Delta \mathcal{E}_{g32}}{kT}\right) + \exp\left(\frac{qV_D^N}{kT}\right) \right]^{-1}. \quad (9)$$

Первый член в (9) обусловлен туннельной, а второй - термоэмиссионной составляющей тока. Их физический смысл становится наглядным, если учесть, что больцмановские барьеры для дырок и туннелирующих электронов разнятся на величину

$$\Delta \mathcal{E}_{g32} = V_D^{N-N^+} - (\delta_2 - \delta_3), \quad (10)$$

а для термоэмиссионных электронов на

$$V_D^N = V_D^{N-N^+} - V_D^{N^+}. \quad (11)$$

"Туннельный" член в (9), конечно, умножается на фактор D - вероятность проникновения через барьер.

Нижнюю границу прозрачности D можно оценить при нулевом смещении, т.к., при $V > 0$ барьер электронов будет меньше и тоньше, и вероятность туннелирования больше.

Как показывают расчеты, в случае наибольшего барьера для электронов, возможного для системы $GaAs - GaAlAs$ и резких гетеропереходов, величина D составляет порядка десятых долей процента. При этом только за счет "туннельного" члена фактор улучшения может быть очень малой величиной, т.к. уже для $\Delta E_{g32} = 0,3$ эВ и комнатной температуре

$$\exp(\Delta E_{g32} / kT) \approx 10^5. \quad (12)$$

Если даже пренебречь "термоэмиссионным" членом (физически это соответствует случаю, когда электроны "сваливаются" в мешок), то $\kappa \approx 10^{-4}$, что уже вполне достаточно для пренебрежения утечкой, т.е. $\beta_n \approx 1$.

С другой стороны, при $D \approx 0$ κ может стать очень малым за счет термоэмиссионного члена. Так, при $V_B^N = 0,3$ эВ (вполне реальный случай), $\kappa \approx 10^{-5}$. Т.е. мы показали, что и в случае наличия пика и мешка в зоне проводимости изотипный $n-n^+$ гетеропереход будет в сильной степени превосходить гомопереход по инжекционной способности. Для системы $GaAs - GaAlAs$ в широком диапазоне параметров коэффициент инжекции будет близок к единице.

Литература

1. Г.А.Ашкинази, Л.Я.Золотаревский, П.Б.Рабкин, Я.Ш.Хамелис. ФТП; 10, 1976, № 2, 286.
2. Ж.И.Алферов. Автореф. докт. дисс. ФТИ им. А.Ф.Иоффе, 1970.
3. C.I.Nuese, M.Ettenberg, G.H.Olsen. Appl. Phys. Lett., 25, 1974, 612.
4. А.Милнс, Д.Фойхт. Гетеропереходы и переходы металл-полупроводник. М., "Мир", 1975.

INJECTION PROPERTIES OF ISOTYPE HETEROJUNCTIONS

G.Ashkinazi, P.Rabkin

S u m m a r y

The injection properties of isotype $n - n^+$ heterojunctions used as components of the threelayer $p^+ - n - n^+$ heterostructures were studied. A thermal emission and tunneling current in the conduction band have been examined. It has been shown that a tunneling current is of great importance in the whole mechanism of current proceeding even when the transparency of the barrier is small. The peculiarities of thermal emission and tunneling through the barrier lead to considerable increasing of heterojunctions injection ability compared with homojunctions. This increasing is described by the quantity called the improving factor. Another isotype heterojunctions can be examined analogically.

ЭЛЕКТРОФИЗИЧЕСКИЕ ПАРАМЕТРЫ p^+-n-n^+ - СТРУКТУР НА ОСНОВЕ АРСЕНИДА ГАЛЛИЯ

Г.А.Ашкинази, В.В.Голосов, Л.Я.Золотаревский,
У.М.Киви, А.Л.Падьюс, П.Б.Рабкин, В.Н.Тимофеев,
М.А.Тагасаар, В.Н.Щумилин, Ю.П.Якобсон

Экспериментально определены электрофизические параметры: глубина залегания переходов, диффузионная длина и время жизни неосновных носителей заряда, для структур типа p^+-n-n^+ , слои n и n^+ которых получены методом выращивания из раствора-расплава на подложке p^+ -типа. Изучена температурная зависимость прямой ветви вольт-амперной характеристики (ПВ ВАХ) этих структур. Отмечается связь электрофизических параметров структур и параметров их ПВ ВАХ.

Величина потерь в пропускном направлении силового диода и ее температурная зависимость является одним из важнейших параметров, характеризующих эффективность преобразования электроэнергии. В связи с этим знание основных электрофизических параметров структуры реального диода, ответственной за эти потери, и их основных взаимосвязей с прямой ветвью вольт-амперной характеристики (ПВ ВАХ) является весьма актуальным.

И с с л е д у е м ы е о б р а з ц ы

Исследовались структуры типа p^+-n-n^+ , слои n и n^+ которых были получены методом выращивания из раствора-расплава на подложке p^+ -типа (АГЧЦ-7). Базовая n -область специально не легировалась. Слой n^+ легировался теллуром до концентрации $(1 \div 3) \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$. Площадь структур — $0,2 \text{ см}^2$. Схематическое изображение исследуемых образцов представлено на рис.1.

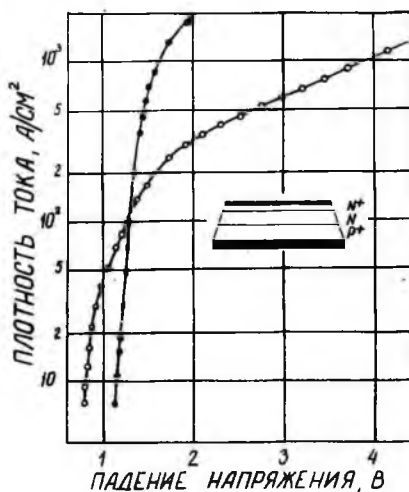


Рис.1. Экспериментальные ПВ ВАХ арсенидгаллиевого (·) и кремниевых (0) диодов.

Основные электрофизические параметры n -области структур

Нами рассматривались следующие наиболее важные параметры: глубина залегания p^+ - n - и n - p^+ -переходов, диффузионная длина (L_p) и время жизни (τ_p) неосновных носителей заряда.

а) Толщина n -области.

Значение толщины n -области w_n определяется как разность глубин залегания обоих переходов. Для выявления их местоположения использовались методы:

- регистрации распределения интенсивности фотолюминесценции и фототока при сканировании поверхности скола сфокусированным лазерным лучом и по распределению интенсивности электролюминесценции [1];

- травления и декорирования поверхности скола структуры в растворах: I $\text{HF} : \text{SnO}_2 : \text{AgNO}_3 : \text{H}_2\text{O} = 1:1:8:2$, II 10% водный раствор AgNO_3 .

Положение p^+-n -перехода определялось по максимуму интенсивности фототока и электролюминесценции и было одним и тем же в обоих случаях. Металлургическая граница слой-подложка проявляется в распределении интенсивности фотолюминесценции. Проведенные измерения показали, что в некоторых случаях нет совпадения местоположений p^+-n -перехода и металлургической границы. Смещение p^+-n -перехода вглубь n -базы объясняется образованием дополнительного p -слоя при ее выращивании. Это также подтверждается измерением вольт-емкостных характеристик барьера Шоттки, созданного на n -слое, при послойном травлении последнего. Механизм образования этого слоя пока неизвестен. Метод химического травления в растворе I во всех случаях выявляет местоположение металлургической границы, совпадающей в пределах $\pm 20\%$ с данными, полученными регистрацией фотолюминесценции. Данные по декорированию в растворе II не обнаруживают какой-либо взаимосвязи с остальными, что объясняется существованием промежуточного слоя p -типа, а также сложным и до конца еще не выясненным механизмом декорирования, зависящим от многих параметров (распределение и уровень концентрации легирующей примеси, состояние поверхности и т.д.). Толщина n^+ -области, определенная всеми методами, различалась для одного образца не более чем на $\pm 10\%$.

б) Диффузионная длина и время жизни.

Диффузионная длина L_p и время жизни τ_p определяют распределение инжектированных неравновесных носителей в n -базе, что в свою очередь определяет ПВ ВАЛ и переключающие свойства диодов. Одним из основных явлений при этом является изменение сопротивления толщи базы диода (так называемая "модуляция проводимости толщи базы").

Прежде чем перейти к обсуждению результатов измерения L_p и τ_p , рассмотрим механизмы, которые с нашей точки зрения определяют значение L_p в структурах на основе прямых полупроводников.

Скорость рекомбинационных процессов в n -базе при высоком уровне инжекции определяется временем жизни τ , которое можно представить в виде:

$$\tau^{-1} = \tau_u^{-1} + \tau_{su}^{-1}, \quad (I)$$

где $\tau_u = (B\Delta p)^{-1}$ — время жизни при излучательной рекомбинации,

$B = (1,7 \div 2,5) \cdot 10^{-10} \text{ см}^3 \text{ с}^{-1}$ при $T = 300 \text{ К}$ — коэффициент излучательной рекомбинации [2,3];

$\Delta n = \Delta p$ — концентрация неравновесных носителей;

$\tau_{su} = (C N_t)^{-1}$ — время жизни при безызлучательной рекомбинации;

C — коэффициент безызлучательной рекомбинации через глубокие уровни;

N_t — концентрация глубоких центров.

Распределение инжектированных носителей в полубесконечную n -базу можно записать известным выражением

$$\Delta p(z) = \Delta p(0) \exp(-z/L), \quad (2)$$

где $\Delta p(0)$ — граничная концентрация неравновесных носителей у p^+-n -перехода ($z = 0$).

При смешанном механизме рекомбинации диффузионная длина определяется как

$$L = (D\tau)^{1/2}, \quad (3)$$

где $D = 2D_n D_p / (D_n + D_p)$ — амбиполярный коэффициент диффузии;

D_n, D_p — коэффициенты диффузии электронов и дырок соответственно при низком уровне инжекции.

Последнее выражение можно записать иначе

$$L = \sqrt{\frac{L_u^2 L_{su}^2}{L_u^2 + L_{su}^2}}, \quad (4)$$

где $L_u, L_{\delta u}$ есть диффузионная длина при излучательной и безызлучательной рекомбинации соответственно.

В случае превалирования безызлучательного механизма рекомбинации, т.е. $\tau_{\delta u} \ll \tau_u$, $L \approx L_{\delta u}$, и, как это следует из (I), не зависит от координаты z , если значения G и N_t постоянны в рассматриваемом объеме базы. Последнее условие практически всегда выполняется.

При излучательной рекомбинации неравномерное распределение инжектированных носителей (см. (2)) приводит к непостоянству времени жизни τ_u , а соответственно и L_u , увеличивающихся по мере продвижения вглубь базы. Сравнение с предыдущим случаем показывает, что при равенстве граничных времени жизни и концентрации $\Delta p(0)$ спад $\Delta p(z)$ при излучательной рекомбинации будет происходить медленнее, что ведет к дополнительному увеличению проводимости толщи базы. Назовем это явление "инжекционным механизмом автомодуляции проводимости толщи базы".

Кроме того, в процессе излучательной рекомбинации за счет межзонного фотонного поглощения, генерируются избыточные электронно-дырочные пары, которые увеличивают концентрацию инжектированных носителей [4]. Для рассматриваемого случая назовем это явление "фотонным механизмом автомодуляции проводимости толщи базы". Это влияние на величину L определим через "эффективный коэффициент фотонной генерации" G , который представим в виде

$$G(z) = (1 - \eta(z) \mathfrak{J}(z))^{-1}, \quad (5)$$

где $\eta(z) = \tau/\tau_u$ - собственный квантовый выход.

Входящий в это выражение параметр $\mathfrak{J}(z)$ определяет долю генерированных светом носителей $\Delta p_2(z)$ от общего числа неравновесных носителей, $\Delta p_u(z)$, рекомбинирующих с излучением, т.е. $\mathfrak{J}(z) = \Delta p_2(z)/\Delta p_u(z)$. Сложность механизмов поглощения излучения, его пространственная неоднородность, определяемая геометрией структуры, пока не позволяет представить величину $\mathfrak{J}(z)$ в аналитическом виде. Однако можно предположить, что значение (z) увеличивается по мере удаления от $p^+ - n^-$ перехода.

Эффективное значение диффузионной длины можно представить как

$$L_{\text{эфф}} = GL. \quad (6)$$

Рассмотрим некоторые предельные случаи изменения $L_{\text{эфф}}$:

1. Если $\eta(z) \rightarrow 0$, то $L_{\text{эфф}} = L_{\text{дн}}$.
2. Если $\eta(z) \rightarrow 1$, то $L_{\text{эфф}} = (1 - \vartheta(z))^{-1} L_{\text{дн}}$,
при $\vartheta(z) \rightarrow 1$, $L_{\text{эфф}} \rightarrow \infty$,
при $\vartheta(z) \rightarrow 0$, $L_{\text{эфф}} \rightarrow L_{\text{дн}}$.

Ясно, что фотонный механизм автомодуляции проводимости толщи базы играет существенную роль лишь при значительной доле излучательной рекомбинации и достаточно большом значении коэффициента фотонной генерации.

Из анализа выражений (1), (5), (6) следует, что выполнение условий, когда оба механизма автомодуляции (инжекционный и фотонный) играют значительную роль в увеличении проводимости толщи базы, зависит от уровня легирования базы (N_d), типа и концентрации рекомбинационных центров (C , N_t), уровня инжекции ($\Delta n(z)$) и поведения параметра $\vartheta(z)$. Так, например, при условии $\Delta n \ll N_d$ величина $L_{\text{эфф}}$ определяется только лишь безызлучательным механизмом рекомбинации, т.е. $L_{\text{эфф}} = L_{\text{дн}}$.

Для экспериментального определения $L_{\text{эфф}}$ и τ_r использовались три метода:

1. Метод регистрации фототока короткого замыкания, введенного сфокусированным лазерным лучом. Уровень инжекции соответствует высокому - $\Delta n \approx 10^{19} - 10^{20} \text{ см}^{-3}$.

2. Метод регистрации распределения интенсивности электролюминесценции прямосмещенной структуры в условиях среднего уровня инжекции - $\Delta n \approx 10^{15} - 10^{16} \text{ см}^{-3}$.

3. Метод Лэкса [5] в условиях низкого уровня инжекции.

Анализ экспериментальных результатов качественно подтвердил предложенную выше модель рекомбинационных процессов,

учитывающей явления фотояной и инжекционной автомодуляции. Относительно измерения величин L_p и τ_p можно сделать следующие выводы:

1. Измерение времени жизни τ_p при низком уровне инжекции возможно методом Лекса и составляет в нашем случае величину $\leq 0,1$ мкс.

2. При смешанном механизме рекомбинации, либо превалировании излучательного канала измерения дают лишь эффективное значение L_p вне прямой связи ее с истинной величиной, соответствующей тому или иному механизму рекомбинации.

ПВ ВАХ в диапазоне температур
 $T = 300-500$ К

На рис. I приведена типичная прямая ветвь вольт-амперной характеристики одного из образцов. Там же для сравнения представлена экспериментальная ПВ ВАХ для кремниевого диода типа ВА. Из их рассмотрения видим, что напряжение отсечки выше у первого, что объясняется большей шириной запрещенной зоны. Начиная с плотности тока $j \approx 50$ А/см², где по оценкам становится существенным падение напряжения на толще базы, ПВ ВАХ кремниевого диода пересекает и располагается правее вольт-амперной характеристики диода на основе GaAs.

Напряжение отсечки U_0 у всех исследованных образцов составляло $(1,1 \div 1,2)$ В, что достаточно хорошо согласуется с расчетным. Температурная зависимость ее величины линейна -

$$U_0 = (1,1 \div 1,2) \text{ В} - \alpha \Delta T, \quad (7)$$

где $\alpha = (1,7 \div 2,2) \cdot 10^{-3}$ В/град.

Величина дифференциального сопротивления R_g ($R_g = \Delta U / \Delta I$) с ростом плотности тока падает и в областях 5-50 А/см², 50-200 А/см² составляет $\sim 10^{-3}$ Ом и $\sim 10^{-4}$ Ом соответственно. При больших плотностях величина R_g изменяется незначительно и имеет величину $(2 \div 6) \cdot 10^{-5}$ Ом, что объясняется влиянием омического сопротивления толщи

r^+ -области и контактов. Измерение последнего дало значение $\sim 3 \cdot 10^{-5}$ Ом.

Типичный вид температурной зависимости ПВ ВАХ представлен на рис.2. Температура T_1 соответствует комнатной. Видно, что с повышением температуры, например при T_4 , существует область токов, в которой ПВ ВАХ не зависит от температуры. При плотностях тока $j > j_e$ падение напряжения увеличивается с ростом температуры, а при $j < j_n$ - уменьшается. Эту область можно определить как "токовую область инверсии температурной зависимости ПВ ВАХ", а плотности токов $j_e(T)$ и $j_n(T)$ ее верхней и нижней границами соответственно. По достижении температуры T_u происходит смыкание границ области при плотности тока j_u ("ток инверсии"), которая при дальнейшем увеличении температуры остается неизменной.

Движение границ j_e и j_n с температурой для двух образцов представлено на рис.3. Из этих зависимостей следует два весьма важных вывода.

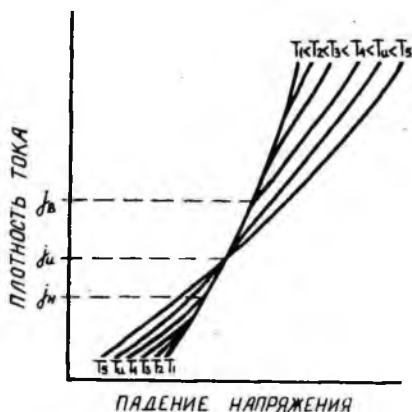


Рис. 2.
Вид температурной зависимости ПВ ВАХ арсенидгаллиевого диода.

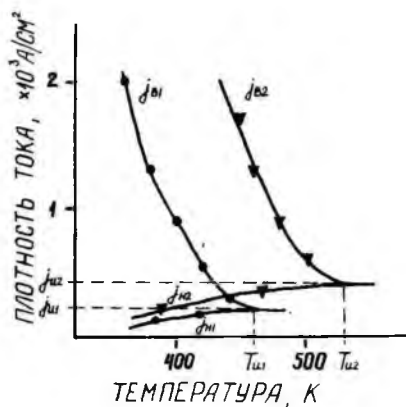


Рис. 3.

Температурная зависимость границ токовой области инверсии.

1. В токовой области инверсии на диоде рассеивается мощность большая ($j > j_B$), равная ($j_B > j > j_H$), либо меньшая ($j < j_H$), чем при $T = 300$ K.

2. Температурный интервал токовой области инверсии зависит от абсолютного значения плотности тока инверсии j_u . С ростом величины j_u расширяются токовая и температурная области наиболее выгодного энергетически режима работы диода.

Во всем диапазоне плотностей тока величина R_g слабо зависит от температуры.

Наличие двух каналов рекомбинации, зависимость их соотношения от уровня инжекции, явление внутренней фотонной генерации приводит к сложным, к настоящему времени невыясненным взаимосвязям электрофизических параметров структур и параметров их ПВ ВАХ, что подтверждается экспериментальными данными. Кроме того, в области плотностей тока, где существенным в падении напряжения должна быть роль n -базы, появляются новые эффекты, например, токовая область инверсии.

В заключение авторы выражают искреннюю благодарность
Х.Саланди за помощь в проведении измерений.

Литература

1. Х.К.Саланди. Наст. сборник, с.80.
2. В.М.Ломако, А.М.Новоселов, А.С.Прохоренко, В.Д.Ткачев,
Н.Н.Шавель. ФТП, 10, 1976, № 7, 1233.
3. R.D.Ryan, J.E.Eberhardt. Sol.-St.Electronics, 15, 1972,
№ 8, 865.
4. Ж.И.Алферов, В.И.Корольков, В.Г.Никитин, М.Н.Степанова,
Д.Н.Третьяков. Письма в ЖТФ, 2, 1976, №5.
5. B.Lax, S.F.Neustadter. J.Appl.Phys., 25, 1954, 1148.

ELECTROPHYSICAL PARAMETERS OF p^+-n-n^+
GALLIUM ARSENIDE STRUCTURES

G.Ashkinazi, V.Golosov, L.Zolotarevsky,
U.Kivi, A.Padjus, P.Rabkin, V.Timofejev,
M.Tagasaar, V.Shumilin, J.Jakobson

S u m m a r y

Data on measuring places of electrical junctions and metallurgical borders substrate-n-layer, n -layer- n^+ -layer, obtained by photocurrent, photo- and electroluminescence methods and by chemical etching and decoration methods are presented.

A model describing the space distribution of nonequilibrium carriers, injected into n -base by p^+-n junction is proposed. It was shown, that the effective value of hole diffusion length depends on relation of nonradiative to radiative recombination mechanisms and on phenomenon of intrinsic generation by photons. Experimental values of L_p , τ_p are presented.

The temperature dependence ($T=300-500$ K) of forward current-voltage characteristics (FCVC) is examined. Current and temperature ranges of unchangeable FCVC were found.

О НЕКОТОРЫХ ФИЗИКО-ХИМИЧЕСКИХ АСПЕКТАХ
ПРИГОТОВЛЕНИЯ МЕТАЛЛИЧЕСКИХ КОНТАКТОВ
К ГЕТЕРОСТРУКТУРАМ

Х.Д.Кошпель, Я.К.Фриеденталь

Обсуждается применимость предложенной ранее модели для объяснения с помощью равновесных объемных диаграмм состояния начальных этапов процесса, протекающего в неравновесном тонком жидком слое в случае сплавления металлического контакта к полупроводнику.

Постановка вопроса, поиск общих черт двух частных случаев взаимодействия фаз заманчива, так как равновесные объемные диаграммы состояния широко изучены и доступны без специальных исследований.

При сплавлении нанесенного на полупроводник контактного металла часто образуется слоистое строение контактной области. В [1,2] изучено сплавление контактов $Ag + Ge$ + Ni и $Ag + Ge + Pt$ в $GaAs$. Образование слоистой структуры объяснено диффузией.

Мы предполагаем, что при сплавлении контактов сначала образуется тонкий жидкий слой, который со стороны полупроводника ограничен твердой фазой, взаимодействует с ней и к началу охлаждения, по-видимому, не достигает равновесия. Жидкая фаза растворяет твердую и благодаря диффузии в жидкой фазе образуется меняющийся во времени градиент концентрации. Каждый слой жидкой фазы с одинаковым соотношением компонентов имеет свои местные температуры фазовых превращений согласно соответствующей концентрационной точке на фазовой диаграмме. На разрезе жидкой фазы, перпендикулярном к границе полупроводника, из местных температур пре-

вращений можно построить диаграмму, напоминающую искаженную фазовую диаграмму или ее разрез. При охлаждении кристаллизация происходит в слоях, где температура понижается ниже ликвидуса.

Более подробно модель описана в [3,4]. Рассмотрим простой случай вырожденной эвтектики. Рис. 1а упрощенно характеризует распределение концентрации C_n диффундированного в жидкий слой полупроводника П в различные моменты времени τ при температуре $T_{\text{пл.мет.}} < T_0 < T_{\text{пл.полупр.}}$. На рис. 1б показано распределение местных температур ликвидуса и солидуса по толщине жидкой фазы в момент времени τ_1 . На рис. 1в изображен результат охлаждения $\Delta T = T_0 - T_1$ в момент τ_1 . У границы твердой фазы вновь выкристаллизовалась часть растворенного полупроводника.

В случае контактных сплавов для построения диаграмм распределения местных температур превращений по толщине жидкой фазы нужны диаграммы состояния тройных и многокомпонентных систем. На рис. 1 г, д, ж приведены схемы предполагаемой диаграммы поверхности ликвидуса, разреза полупроводник-контактный сплав и распределения местных температур фазовых превращений по толщине жидкой фазы в случае контактирования GaAs сплавом $\text{Au} + \text{Te}$. Согласно предложенной модели на GaAs образуется слой рекристаллизованного GaAs , затем слой эвтектика $\text{GaAs} + \text{Au}$ и слой эвтектики $\text{GaAs} + \text{Au} + \text{AuTe}_2$, а осаждение чисто металлического слоя непосредственно на полупроводник в этой системе невозможно. Так же с помощью модели, по-видимому, можно объяснить и образование многофазных слоев, обнаруженных в [1] в случае контактов эвтектика $\text{Au} - \text{Ge}$ и Ni на GaAs .

Соответствующим подбором компонентов контактного сплава можно добиться также образования на полупроводнике слоя из металлических фаз или одной металлической фазы. Основное условие для этого выполнено, если в соответствующей системе в некотором протяжении поля первичной кристаллизации контактного металла ниже температуры плавления полупроводника температура ликвидуса повышается в направлении

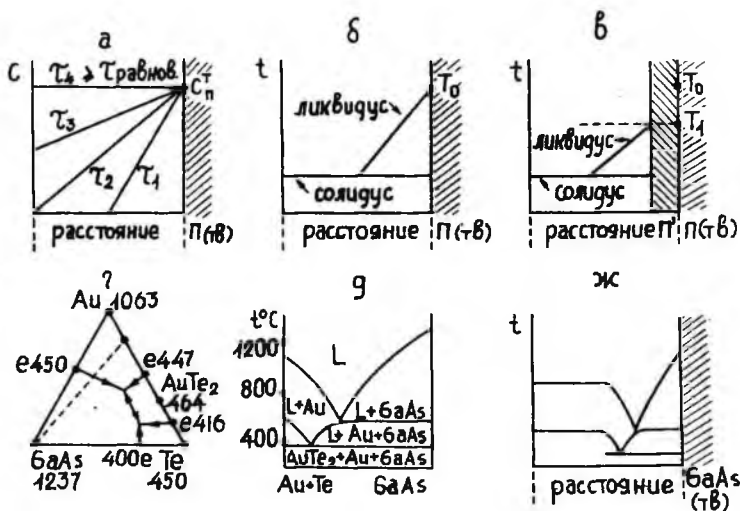


Рис. I. Иллюстрация к рассмотрению начальных стадий
вплавления металлического контакта в полу-
проводник.

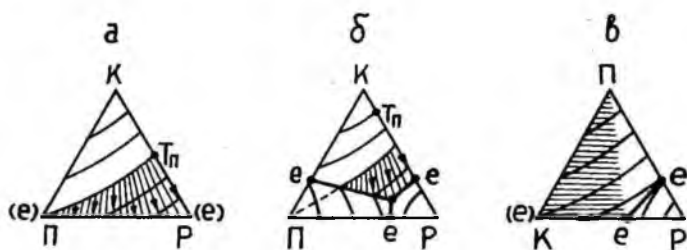


Рис. 2. Примеры типов систем, в которых характер
взаимодействия фаз не исключает возмож-
ности осаждения металла на полупроводник.

увеличения содержания полупроводника. Это возможно в случае присутствия третьего компонента, "растворителя".

В трехкомпонентных системах "полупроводник П - контактный металл К - растворитель Р" с температурами плавления $T_{\text{П}}$, $T_{\text{К}}$ и $T_{\text{Р}}$ соответственно, условия образования металлического слоя наиболее благоприятные, если $T_{\text{К}} > T_{\text{П}} > T_{\text{Р}}$. Вероятность удовлетворения основного условия больше, если 1) в двойной системе П - К имеется значительный отрезок линии первичной кристаллизации контактного металла и не образуется устойчивых химических соединений, 2) в двойной системе К - Р линия первичной кристаллизации контактного металла распространяется значительно ниже $T_{\text{П}}$ (рис. 2 а, б). Желательно, чтобы в двойной системе П - Р наблюдалась вырожденная эвтектика. Подходящие условия можно находить и в случае многокомпонентных систем.

Если в системе П - К - Р $T_{\text{П}} > T_{\text{К}} > T_{\text{Р}}$, то основное условие образования на полупроводнике металлического слоя может быть удовлетворено только в краевой системе К - Р, если поле первичной кристаллизации полупроводника в тройной системе распространяется до этой краевой системы (рис. 2 в). Это в свою очередь возможно, если в краевой системе П - К образуется вырожденная эвтектика. Если процесс начинается с заштрихованного поля на рис. 2 в, сначала осаждается слой полупроводника, а затем контактного металла. Если в краевой системе П - К образуется невырожденная эвтектика и соответственно поле первичной кристаллизации полупроводника не распространяется до краевой системы К - Р, на поверхности полупроводника образуется слой эвтектики, содержащего полупроводник.

При нанесении на полупроводник гладкого металлического слоя из объемного, близкого к равновесию, расплава в случае систем, удовлетворяющих основное условие, по-видимому, на первое место станет вопрос об условиях зарождения и дальнейшего роста новой фазы на сильно отличающихся химически и кристаллографически подложках и в объеме расплава.

Литература

1. K.Ohata, M.Ogawa. 12-th Ann.Proc. Reliab. Phys., Las Vegas, New York, 1974, 278.
2. Р.М.Барабаш, М.В.Белоус, В.Н.Иванов, Ю.А.Цвирко, С.П.Ченакин. Изв. высш.учеб.заведений. Физика, 42, 1975, № 9.
3. Х.Кошпель. Изв. АН ЭССР. Химия. Геология, 25, 1976, № 4, 302.
4. Х.Кошпель. Изв. АН ЭССР. Химия. Геология, 26, 1977, № 2, 102.

SOME PHYSICO-CHEMICAL ASPECTS OF THE PREPARATION OF METALLIC CONTACTS TO HETEROSTRUCTURES

H.Koppel, J.Friedenthal

S u m m a r y

The applicability of the model suggested earlier for the explanation of the first steps of melting-in of the metallic contacts to heterostructures is discussed.

НИЗКООМНЫЕ ОМИЧЕСКИЕ КОНТАКТЫ К
СИЛЬНОЛЕГИРОВАННОМУ АРСЕНИДУ
ГАЛЛИЯ

Г.А.Ашкинази, Э.Р.Галинский, В.В.Голосов,
А.Л.Падьюс, В.Н. Тимофеев, Ю.П. Якобсон

Рассмотрены вопросы выбора материала и технологии формирования низкоомных высокотемпературных контактов к сильнолегированным слоям $GaAs$ и создания контактных соединений никелированных диодных структур к молибденовым термокомпенсаторам методом диффузионной сварки.

При разработке силовых высокотемпературных приборов на основе $GaAs$ одними из основных задач являются:

- 1) выбор метода и технологии формирования низкоомных контактов к сильнолегированным слоям $GaAs$;
- 2) создание контактных соединений приборных структур к молибденовым термокомпенсаторам.

В данной работе рассматриваются некоторые результаты исследования по решению этих задач.

Для определения оптимального метода и режима создания низкоомных контактов использовался $GaAs$ (III) с концентрацией основных носителей $N_A = (2 \div 5) \cdot 10^{19} \text{ см}^{-3}$ и $N_A = (2 \div 3) \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$. В качестве высокотемпературных контактных материалов к $GaAs$ исследовались Ni , Ag , Ti , Cu .

Никель наносился на $GaAs$ путем химического и электрохимического осаждения из раствора [I]. Серебро, титан и хром наносились на $GaAs$ методом вакуумного напыления на установке УВН-2М при температуре образцов 300°C . На титановые и хромовые контакты в одном процессе проводилось напыление серебра и никеля для обеспечения при пайке смачивания свинцовыми припоями. Никелевые контакты создавались как на шлифованных, так и на полированных поверхностях, напыленные контакты - только на полированных.

Измерялось приведенное электрическое сопротивление (ρ_k) и вольт-амперная характеристика (ВАХ) полученных контактов.

Электрические характеристики исследовались на образцах в форме прямоугольного параллелепипеда $2,5 \times 2,5 \times 10$ мм с металлическими контактами на торцевых гранях, а также в форме пластин диаметром 12 мм, толщиной 300–350 мкм, радиусом исследуемого контакта 1,5 мм путем измерения распределения потенциала от металлургической границы раздела материала с GaAs на зондовой установке [2,3].

Качество взаимодействия контактных материалов с GaAs оценивалось методом рентгеноструктурных исследований.

На рис. 1а представлены экспериментальные зависимости распределения потенциала на поверхности некоторых образцов с омическими контактами к p - и $n\text{-GaAs}$ при токе 100 А. Образцы № 1+9 имели прямоугольную форму, № 10+12 – форму пластин. Для прямоугольных образцов падение напряжения на контактах находилось путем экстраполяции потенциальных зависимостей к точке $X = 0$, соответствующей границе контакта. Для образцов в форме пластин распределение потенциала не зависело от координат и соответствовало падению напряжения на исследуемых контактах. Результаты расчета ρ_k из экспериментальных зависимостей приведены в таблице I. Температурная зависимость падения напряжения ($I = 100$ мА) на контактах $\text{Ni} - \text{GaAs}$ приведена на рис. 1 б.

Анализ результатов, приведенных в таблице I, показывает, что наиболее низкими переходными сопротивлениями в наших экспериментах обладали контакты $\text{Ni} - \text{GaAs}$.

В пределах всех технологических режимов их изготовления ρ_k находилось в диапазоне $(0,8+5,1) \cdot 10^{-5} \text{ Ом} \cdot \text{см}^2$ для $p\text{-GaAs}$ и $(0,1+1,2) \cdot 10^{-4} \text{ Ом} \cdot \text{см}^2$ для $n\text{-GaAs}$. Наиболее высокими переходными сопротивлениями обладали контакты $\text{Ag} - p\text{-GaAs}$ и $\text{Ni} - \text{Cu} - n\text{-GaAs}$.

Как следует из результатов измерений, влияние температурно-временных режимов обработки на переходное сопротивление контактов не сопровождалось определенной корреляцией. Это, очевидно, связано с тем обстоятельством, что

Таблица I

Приведенное сопротивление контактов к GaAs

Температура вжигания, °C	Время, мин	Приведенное сопротивление, ρ_k , Ом·см ² и номер образца				
		Ni - pGaAs	Ag - pGaAs	Ag - Ti - pGaAs	Ni - nGaAs	Ni - Cr - GaAs
300	20	(№37) $3,5 \cdot 10^{-5}$			(№20) $7 \cdot 10^{-5}$	(№21) $9 \cdot 10^{-4}$
	30		(№18) $6,1 \cdot 10^{-4}$	(№ 4) $1,4 \cdot 10^{-4}$	(№19) $6 \cdot 10^{-5}$	
400	10	(№ 9) $2,8 \cdot 10^{-5}$			(№24) $3,1 \cdot 10^{-4}$	(№22) $8,2 \cdot 10^{-5}$
	20	(№ 7) $0,8 \cdot 10^{-5}$	(№ 3) $1,2 \cdot 10^{-4}$	(№23) $8,8 \cdot 10^{-5}$	(№17) $1,2 \cdot 10^{-4}$	
	30		(№25) $7,7 \cdot 10^{-4}$	(№28) $9,6 \cdot 10^{-5}$		
500	5	(№34) $1,0 \cdot 10^{-5}$	(№39) $4,6 \cdot 10^{-4}$			
	10	(№26) $1,5 \cdot 10^{-5}$	(№ 1) $1,4 \cdot 10^{-4}$	(№ 5) $7,1 \cdot 10^{-5}$	(№16) $1,0 \cdot 10^{-5}$	(№10) $5,3 \cdot 10^{-4}$
	20	(№27) $1,3 \cdot 10^{-5}$	(№29) $1,0 \cdot 10^{-4}$	(№35) $8,4 \cdot 10^{-5}$	(№15) $8,0 \cdot 10^{-5}$	
	30			(№36) $9,3 \cdot 10^{-5}$		
600	5	(№ 8) $1,9 \cdot 10^{-5}$				
	10	(№38) $5,1 \cdot 10^{-5}$	(№ 2) $1,4 \cdot 10^{-4}$	(№32) $6,7 \cdot 10^{-5}$	(№12) $7 \cdot 10^{-5}$	(№11) $6,1 \cdot 10^{-4}$
	15		(№30) $1,9 \cdot 10^{-4}$			
	20			(№33) $9,4 \cdot 10^{-5}$	(№14) $8 \cdot 10^{-5}$	
700	5	(№31) $3,9 \cdot 10^{-5}$				
	10			(№ 7) $7,3 \cdot 10^{-5}$		

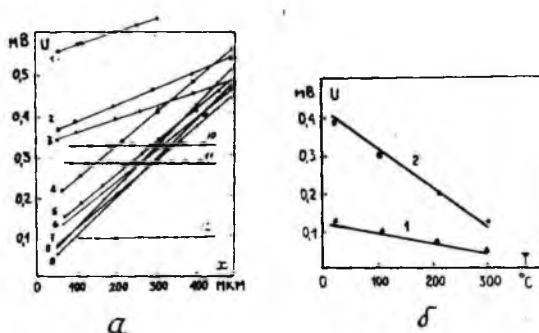


Рис. 1 а - распределение потенциала на поверхности образцов от края исследуемых контактов;

1 б - температурная зависимость падения напряжения на контакте $\text{Ni} - p\text{-GaAs}$ (1) и $\text{Ni} - n\text{-GaAs}$ (2).

концентрация основных носителей в экспериментальных образцах была близкой к предельному уровню растворимости легирующих примесей.

Было, однако, замечено, что контакты, прошедшие термообработку при более низких температурах и меньшем времени, наиболее часто обладали слабой адгезией к GaAs и более высокими переходными сопротивлениями.

Уменьшение переходного сопротивления контактов Ni-GaAs в 2-4 раза при увеличении температуры до 300°C хорошо согласуется с теоретическими расчетами, выполненными в работе [4] для концентраций основных носителей $10^{18} + 10^{19} \text{ см}^{-3}$.

Линейность ВАХ контактов исследовалась до плотности тока 50 А/см^2 . При этом контакты Ni-GaAs обладали омическими свойствами, а контакты Ni-Cu-nGaAs и Ag-Ti-pGaAs имели несимметричность относительно полярности приложенного к ним потенциала.

При детальном рентгеноструктурном исследовании контактов $Ni - GaAs$ было выявлено, что взаимодействие химически осажденного Ni после проведения термообработок происходит не по всей площади пластины $GaAs$, в отличие от электрохимического способа осаждения. По-видимому, это связано с влиянием анизотронных свойств монокристалла по разным кристаллографическим направлениям, что в значительной мере ослабляется при приложении к $GaAs$ заведомо необходимого потенциала для осаждения никеля.

На основании полученных результатов по созданию низкоомных контактов к сильнолегированным слоям $GaAs$ можно сделать вывод: к наиболее надежному и приемлемому методу их получения следует отнести электрохимическое осаждение никеля с последующей термообработкой при температуре $450 \pm 550^\circ C$ в течение 10 мин.

Применение диффузионной сварки, в отличие от методов пайки, позволяет изготавливать высокотемпературные контактные соединения $GaAs$ структур к молибденовым термокомпенсаторам.

Непосредственное присоединение $GaAs$ к молибденовым термокомпенсаторам представляет значительные трудности, связанные с необходимостью применения высоких температур и удельных давлений в процессе диффузионной сварки. В связи с этим очевидна целесообразность применения промежуточного контактного материала между $GaAs$ и Mo .

В данной работе в качестве промежуточного контактного материала использовался алюминий, обладающий высоким пределом текучести. Диффузионная сварка осуществлялась в вакууме в диапазоне температур $450-600^\circ C$ и удельных давлений 5-15 МПа.

Рентгеноструктурные исследования образцов с контактами $Al - GaAs$ показали, что режим диффузионной сварки является критичным к образованию структурных несовершенств в монокристалле. При этом установлены оптимальные режимы диффузионной сварки, не приводящие к структурным нарушениям $GaAs$.

На рис.2а дана ВАХ контактов алюминия к сильнолегированным слоям $GaAs$. Для контактов $Al - pGaAs$ отмечает-

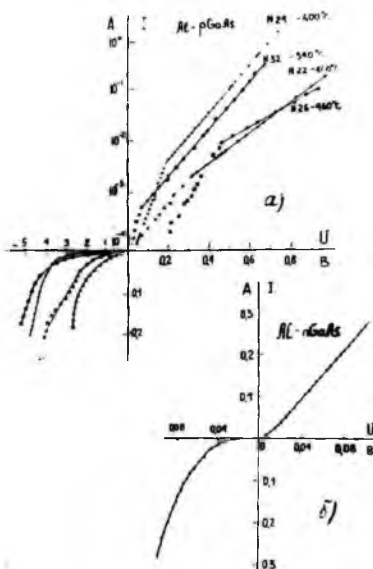


Рис.2. Вольтамперная характеристика контактов, полученных методом диффузионной сварки при различных режимах их изготовления.

ся их сильная нелинейность и различие в зависимости от полярности приложенного потенциала к исследуемым контактам. Для контактов $Al-nGaAs$ (рис.2б) при их нелинейности падение напряжения (при сравнимых токах) значительно меньше, чем для контактов $Al-pGaAs$. Выпрямительные свойства контактов $Al-pGaAs$, полученные диффузионной сваркой, по-видимому, являются результатом существенных изменений зонной структуры монокристалла в приконтактной области, с образованием значительных потенциальных барьеров для протекания через них носителей заряда. С другой стороны, для образцов, у которых в качестве омических контактов служит электрохимически осажденный никель, ВАХ контактов $Al-Ni-GaAs$ были линейными с низким переходным сопротивлением. Это дает основание полагать, что ни-

кель, образуя низкоомный контакт к $GaAs$, одновременно предотвращает взаимодействие Al с $GaAs$ в процессе диффузионной сварки.

На рис.3в представлены прямые ВАХ двух p^+-n-n^+ -структур, у которых контактные соединения выполнены методом диффузионной сварки к молибдену через промежуточный слой алюминия. На том же рисунке приведена расчетная ВАХ без учета сопротивления контактов. Экспериментальные данные показывают хорошее совпадение с расчетными вплоть до токов 2000 A/cm^2 , когда значительный вклад в падение напряжения на структуре вносит само переходное сопротивление контакта $Ni - GaAs$.

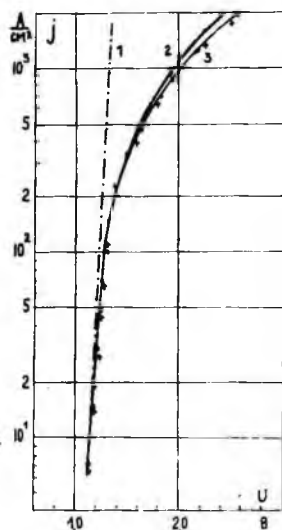


Рис.3. Вольтамперная характеристика реальных p^+-n-n^+ диодных структур.

- 1 — теоретическая ВАХ $p-n$ перехода,
- 2 — расчетная ВАХ диодов с учетом падения напряжения на p^+ -подложке,
- 3 — экспериментальная ВАХ диодов с контактными соединениями, выполненными диффузионной сваркой.

В заключение необходимо отметить, что при исследовании обратных ВАХ указанных диодов не было обнаружено их ухудшения.

На основании полученных результатов по созданию низкоомных контактов и контактных соединений к $GaAs$, можно сделать следующие выводы:

1. Для формирования низкоомных высокотемпературных контактов к $GaAs$, наиболее приемлемым следует считать никель.

2. Для создания контактных соединений никелированных диодных структур к молибденовым термокомпенсаторам методом диффузионной сварки рекомендуется использовать промежуточную контактную прослойку алюминия.

Литература

1. R. Proebsting. Sem.Prod. Solid State Techn., 7, 1964, 33.
2. В.П.Дураев, Г.А.Кубецкий, М.К.Пугач, В.И.Швейкина. ИТЭ, 1968, № 2, 214.
3. А.Б.Алмазов, Е.В.Куликов, И.В.Рыжиков. ФТП, 1969, № 5, 754.
4. C.Y. Chang, Y.K.Fang, S.M.Sze. Solid State Electronics, 14, 1971, N 7, 541.

THE LOW RESISTANCE OHMIC CONTACTS
TO HIGH DOPED GaAs LAYERS

G.Ashkinazi, E.Galinsky, V.Golosoov,
A.Padjus, V.Timofejev, J.Jakobson

S u m m a r y

The experimental data on the formation of ohmic contacts to high doped GaAs and contacts junction of diode structure to molybdenum thermocompensator are presented. Ni, Ag, Ti, Cr, Al as a contact materials have been investigated. It is found that good ohmic contacts can be obtained by electrochemical deposition of nickel. Necessity of the use of an aluminium stratum in formation contact junction GaAs-Mo by diffusion welding has been ascertained.

СИЛОВЫЕ ВЫСОКОТЕМПЕРАТУРНЫЕ ВЫСОКОЧАСТОТНЫЕ ПРИБОРЫ НА ОСНОВЕ АРСЕНИДА ГАЛЛИЯ

Г.А.Ашкиназя, В.В.Голосов, Л.Я.Золотаревский,
У.М.Киви, М.С.Кремер, В.М.Кронк, А.М.Мандре,
А.Л.Падьюс, П.Б.Рабкин, В.Н.Тимофеев, М.А.
Тагасаар, В.Н.Шумилин, Ю.П.Якобсон

Приводится обоснование необходимости создания силовых диодов, тиристоров, транзисторов на основе арсенида галлия.

Отечественная электротехническая промышленность в настоящее время производит для народного хозяйства страны разнообразные силовые кремниевые приборы с достаточно высокими параметрами: предельные токи достигают 1000 А, напряжения — до 4 кВ, частоты — до 100 кГц.

Однако уже сейчас возникает необходимость существенного улучшения параметров приборов как для обеспечения новых областей народного хозяйства малогабаритными высокотемпературными ($\sim 300 \dots 400^\circ\text{C}$) высокочастотными (1...10 МГц) приборами, так и для повышения эффективности полупроводниковых приборов в уже освоенных областях применения за счет улучшения всех или большинства основных параметров.

В настоящее время наиболее возможным, как показывают проведенные ИТИ им.А.Ф.Иoffe АН СССР и нашим предприятием работы, решением этих задач является создание силовых приборов с гомо- и гетеропереходами на основе арсенида галлия.

Проведенные расчеты и экспериментальные результаты позволяют сделать вывод о возможности создания в ближайшие годы серии силовых диодов и тиристоров со следующими параметрами:

1. Предельная температура структуры $\sim 500^\circ\text{C}$.
2. Времена восстановления и выключения для диодов и тиристоров соответственно $\sim 0,1$ мкс.

3. Предельная частота $\sim 1 + 3 \text{ МГц.}$
4. Предельный ток (среднее значение выпрямленного одно-
полупериодного тока) $- 20 + 300 \text{ А.}$
5. Повторяющееся напряжение $- 100 + 600 \text{ В.}$
6. Обратный ток при рабочей температуре $< 2 \text{ мА.}$
7. Прямое падение напряжения (амплитудное
значение) $1,2 + 1,5 \text{ В.}$

Кроме перечисленных параметров, приборы на основе GaAs характеризуются меньшими в 2-3 раза массогабаритными показателями, чем кремниевые приборы тех же номиналов по току. Малые размеры приборов и высокие температуры корпусов (до $150 \dots 200^\circ\text{C}$) делают весьма эффективным использование различных методов испарительного охлаждения, в том числе так называемых "тепловых трубок".

Проведенный выборочный опрос потенциальных потребителей позволяет сделать вывод о значительной потребности в различных отраслях народного хозяйства страны приборов на основе арсенида галлия.

Предварительный расчет средней оптовой цены арсенид-галлиевых диодов (ДАГ) на токи до 200 А, показывает, что она находится в пределах от 5 руб. до 15 руб. в зависимости от значения предельного тока. В случае снижения цен на арсенид галлия и повышения выхода годных цены на эти приборы становятся сравнимыми с аналогичными по току кремниевыми приборами.

Предварительный расчет народнохозяйственной эффективности диодов ДАГ показал, что экономический эффект от их применения в высокочастотных устройствах и устройствах, работающих при повышенной температуре составит десятки и сотни руб. на штуку.

Прогноз показывает, что в ближайшие годы возможно проведение необходимого объема научно-исследовательских, опытно-конструкторских работ и организовать серийное производство силовых диодов, тиристоров, транзисторов на основе арсенида галлия.

HIGH-POWER HIGH-TEMPERATURE HIGH-FREQUENCY
GALLIUM ARSENIDE DEVICES

G.Ashkinazi, V.Golosov, L.Zolotarevsky, U.Kivi,
M.Kremer, V.Kronk, A.Mandre, A.Padjus, P.Rabkin,
V.Timofejev, M.Tagasaar, V.Shumilin, J.Jakobson.

S u m m a r y

The preference and the efficiency of gallium arsenide devices are shown.

СОДЕРЖАНИЕ

	Стр.
Г у р в и ч А.М. Новый этап в развитии сублимированных и порошкообразных щелочногалогидных люминофоров	3
G u r v i c h A. A New Stage in Development of Evaporated and Powder Alkali Halide Phosphors. Summary. .	17
К о в а л е в Б.А., Г о л о д к о В.И. Исследование цинк-сульфидных электролюминофоров с примесью кобальта.	18
К о в а л у о в В., G o l o d k o V. Investigation of Zinc Sulphide Electroluminophors Doped with Cobalt. Summary	25
В а с и л ь ч е н к о В.П., К а с к А.К. Прибор для автоматической формовки электролюминесцентных конденсаторов постоянного поля	26
V a s i l c h e n k o V., K a s k A. The Instrument for Automatic Forming of D.C. Electroluminescent Cells. Summary	30
А н д р е е в А.И., В а с и л ь ч е н к о В.П. Природа формовки электролюминесцентных конденсаторов постоянного поля	31
A n d r e e v A., V a s i l c h e n k o V. The Nature of Forming of D.C. Electroluminescent Cells. Summary	41
В а с и л ь ч е н к о В.П., К а с к А.К. Об идентификации поверхностной фазы в электролюминофорах постоянного поля	42
V a s i l c h e n k o V., K a s k A. About Identification of the Surface Phase in D.C. Electroluminophors. Summary	45

М а т и з е н Л.Д., Т а л ь в и с т е Э.К., Т а м - м и к А.-А.А. Усовершенствование некоторых методов исследования деградации ZnS - элект - ролюминофоров	46
M a t i s e n L., T a l v i s t e E., T a m m i k A. Improvement of Some Methods to Investigate the Degradation of ZnS-Electroluminophors. Summary..	53
Т и г а н е И.Ф., Т и п п Х.Р. Установка для изго- товления гетеропереходов Si-ZnS методом ваку- умного испарения	54
T i g a n e I., T i r p H. A Device for the Preparati- on of Si-ZnS Heterojunctions by Vacuum Evapora- tion. Summary	62
А ш к и н а з и Г.А., А р а к В.В., Г о л о с о в В.В., К р о н к В.М., М а н д р е А.М., М е й - л е р Б.Д. Исследование структурного совершен- ства сильнолегированного монокристаллического арсенида галлия в зависимости от видов его об- работки	63
A s h k i n a z i G., A r a k V., G o l o s o v V., K r o n k V., M a n d r e A., M e i l e r B. Investigation of the Structure Perfection of Heavily Doped Monocrystalline Gallium Arsenide Depended on Types of Its Preparation. Summary....	69
А ш к и н а з и Г.А., А р а к В.В., Г о л о с о в В.В., З о л о т а р е в с к и й Л.Я., К р о н к В.М., Т а г а с а а р М.А. Некото- рые особенности структурных несовершенств, воз- никающих при росте монокристаллических слоев GaAs из раствора-расплава.....	70

Ashkinazi G., Arak V., Golosov V., Zolotarevsky L., Kronk V., Tagasaar M. Some Peculiarities of the Structural Imperfections Arising in GaAs Monocrystalline Layers During Growth by Liquid Phase Epitaxy. Summary ..	74
Ванем Р.А., Кирс Я.Я., Друк П.А. Спектральные зависимости оптически индуцированной модуляции поглощения в GaAs	75
Vanem R., Kirs J., Lõuk P. Spectral Dependence of the Light Induced Modulation of Absorption in GaAs. Summary	79
Саланди Х.К. Оптический зонд для исследования полупроводниковых структур	80
Salandi H. Optical Probe for Research of Semiconductor Structures. Summary	85
Аарик Я.А., Коппель Х.Д., Кютт Я.Я., Розенталь А.И., Фриеденталь Я.К. Определение ширины запрещенной зоны твердых растворов $Al_xGa_{1-x}As$ в двусторонних лазерных гетероструктурах методом светового зонда	86
Aarik J., Korpel H., Kütt J., Rosenthal A., Friedenthal J. Band Gap Probing of $Al_xGa_{1-x}As$ Double Heterojunction Laser Structures Using Light-Beam Technique. Summary	91
Аарик Я.А., Герст А.В., Лайсаар А.И., Друк П.А., Мугра А.К.-И., Нийлиск А.И., Розенталь А.И. Влияние гидростатического давления на пороговые характеристики $GaAs-Al_xGa_{1-x}As$ гетеролазера...	92

Aarik J., Gerst A., Laissaar A., Lõuk P., Muga A., Niilik A., Rosental A. Effect of Hydrostatic Pressure on the Threshold Characteristics of $\text{GaAs-Al}_{1-x}\text{Ga}_x\text{As}$ Double Heterostructure La- ser. Summary	96
Адамсон П.В., Розенталь А.И., Фе- досеев В.Г. Влияние зеркального отраже- ния спонтанного излучения от металлических контактов на пороговый ток гетеролазера (мо- дель прямых оптических переходов)	97
Adamson P., Rosental A., Fedo- seev V. The Influence of Mirror-Reflec- ting of Spontaneous Radiation from Metal Con- tacts upon the Heterolaser Threshold Current (a model of direct optical transitions). Sum- mary	102
Сейленталь М.И. Вычисление поверхностной фото-ЭДС вырожденного полупроводника	103
Seilenthal M. The Calculation of Surface Photovoltage in the Degenerate Semiconduc- tors. Summary	III
Бергман Я.В., Корольков В.И., Лы- ук П.А., Рахимов Н. Фотоэлектриче- ские свойства гетеропереходов $n\text{GaAs} -$ $p\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$	II2
Bergmann J., Korolkov V., Lõuk P., Rachimov N. Photo-Elect- rical Properties of $n\text{GaAs}-p\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ Hete- rojunctions. Summary	II7
Тальвисте Э.К., Тоотс К.О. Туннелиро- вание через барьер с двумя резонаторами	II8

Talviste E., Toots K. Tunneling through the Barrier with Two Resonators. Summary	I23
Ашкинази Г.А., Рабкин П.Б. Инжекционные свойства изотипных гетеропереходов	I24
Ashkinazi G., Rabkin P. Injection Properties of Isotype Heterojunctions. Summary ...	I33
Ашкинази Г.А., Голосов В.В., Золотаревский Л.Я., Киви У.М., Падьюс А.Л., Рабкин П.Б., Тимофеев В.Н., Тагасаар М.А., Шумилин В.Н., Якобсон Ю.П. Электрофизические параметры p^+-n-n^+ -структур на основе арсенида галлия	I34
Ashkinazi G., Golosov V., Zolotarevsky L., Kivi U., Padjus A. Rabkin P., Timofeev V., Tagasaar M., Shumilin V., Jakobson J. Electrophysical Parameters of p^+-n-n^+ Gallium Arsenide Structures. Summary	I44
Коппель Х.Д., Фриеденталь Я.К., О некоторых физико-химических аспектах приготовления металлических контактов к гетероструктурам	I45
Korpeil H., Friedenthal J. Some Physico-Chemical Aspects of the Preparation of Metallic Contacts to Heterostructures. Summary	I49
Ашкинази Г.А., Галинский Э.Р., Голосов В.В., Падьюс А.Л., Тимофеев В.Н., Якобсон Ю.П. Низкоомные омические контакты к сильнолегированному арсениду галлия	I50

Ashkinazi G., Galinsky E., Golosov V., Radjus A., Timofejev V., Jakobson J. The Low Resistance Ohmic Contacts to High Doped GaAs Layers. Summary	I58
Ашкинази Г.А., Голосов В.В., Золотаревский Л.Я., Киви У.М., Кремер М.С., Кронк В.М., Мандре А.М., Раджус А.Д., Рабкин П.Б., Тимофеев В.Н., Тагасаар М.А., Шумилин В.Н., Якобсон Ю.П. Сильные высокотемпературные высокочастотные приборы на основе арсенида галлия	I59
Ashkinazi G., Golosov V., Zolotarevsky L., Kivi U., Kremer M., Kronk V., Mandre A., Radjus A., Rabkin P., Timofejev V., Tagasaar M., Shumilin V., Jakobson J. High-Power High-Temperature High-Frequency Gallium Arsenide Devices. Summary	I6I

Новый этап в развитии сублимированных и порошкообразных щелочногалогенных люминофоров. А.М.Гурвич.

Уч.зап. Тартуского гос.ун-та, вып. Тарту, 1978, стр.3-17.

Рассматриваются последние достижения в создании сублимированных CsI - Na -экранов для рентгеновских электронно-оптических преобразователей и порошкообразных CsI - Tl -экранов для усилителей изображения (УРИ) со световыми электронно-оптическими преобразователями.

Анализируются преимущества поликристаллических люминофоров на основе CsI по сравнению с применявшимся ранее $ZnS - CdS - Ag$ -люминофором. Эти преимущества проявляются в повышении светотдачи и разрешающей способности экранов, в увеличении динамического диапазона (изобразительной широты) УРИ и в уменьшении флуктуаций в пространственном распределении квантов.

Илл.-4. Библ. - 26 назв. Табл. I.

Исследование цинксульфидных электролюминофоров с примесью кобальта. Б.А.Ковалев, В.И.Голодко. Уч.зап.Тартуского гос.ун-та, вып. Тарту, 1978, стр.18-25.

Исследовали изменение яркости свечения и стабильности электролюминофоров в зависимости от содержания кобальта.

На основании экспериментально полученных зависимостей яркости свечения, стабильности, активного тока и термостимулированной люминесценции от концентрации тушащей примеси и времени работы показано влияние глубоких ловушек на характеристики электролюминофоров. Установлено, что изменение яркости электролюминесценции при старении связано как с уменьшением скорости ионизации, так и увеличением относительной доли потока безызлучательных рекомбинаций. Отмечено увеличение концентрации мелких ловушек в люминофорах в процессе старения.

Илл.-3. Библ.- 3 назв.

УДК 535.376: 537.39

Прибор для автоматической формовки электролюминесцентных конденсаторов постоянного поля. В.П.Васильченко, А.К.Каск.

Уч.зап. Тартуского гос.ун-та, вып. Тарту, 1978, стр.26-30.

Описан прибор для автоматической формовки электролюминесцентных конденсаторов постоянного поля.

Илл. - 3. Библ. - 2 назв.

УДК 535.376: 537.39

Природа формовки электролюминесцентных конденсаторов постоянного поля. А.И.Андреев, В.П.Васильченко.

Уч.зап. Тартуского гос.ун-та, вып. Тарту, 1978, стр.31-40.

В работе обсуждаются основные аспекты формовки электролюминесцентных конденсаторов постоянного поля. Указывается на наличие критической температуры для процесса формовки. Делается вывод об изменении электрофизических свойств поверхностной фазы Cu_xS в процессе формовки.

Илл. - 2. Библ. - 9 назв.

УДК 535.345

Об идентификации поверхностной фазы в электролюминофорах постоянного поля. В.П.Васильченко, А.К. Каск. Уч.зап. Тартуского гос.ун-та, вып. . Тарту, 1978, стр.42-45.

Измерением спектра оптического пропускания поверхностной фазы в электролюминофорах постоянного поля было установлено, что ширина запрещенной зоны этой фазы составляет приблизительно 2,2 эВ, что соответствует дигениту ($Cu_{1,8}S$).

Илл. - 5. Библ. - 4 назв.

УДК 535.376.2

Усовершенствование некоторых методов исследования деградации ZnS-электролюминофоров. Л.Д.Матизен, Э.К. Тальвисте, А.-А.А.Таммик. Уч.зап.Тартуского гос.ун-та, вып. , Тарту, 1978, стр.46-52.

Анализом кривых старения электролюминофора ЭЛ-516, полученных при старении образцов последовательно в двух рабочих режимах с различной влажностью среды (0 и 45%), показано, что кривые старения являются неэлементарными. Предполагается их стремление к насыщению в результате накопления продуктов реакции старения. Проведены опыты по адсорбции газов (Ar , O_2 , Cl_2 , SO_2 , NH_3) на зерна люминофора, предварительно покрытые тонким слоем твердого адсорбента (гель кремниевой кислоты). O_2 приводит к снижению начальной яркости и стабильности люминофора, а NH_3 улучшает (на 10-20%) одновременно оба параметра.

Илл. - 2. Библ. - 10 назв. Табл. - 1.

УДК 53.05./08

Установка для изготовления гетеропереходов Si-ZnS методом вакуумного испарения. И.Ф.Тигане, Х.Р. Типп. Уч.зап. Тартуского гос.ун-та, вып. , Тарту, 1978, стр.54-61.

В работе описана сверхвысоковакуумная система на базе турбомолекулярного насоса ТМН-200 и насоса типа "орбитрон". Приведено описание электронно-лучевых испарителя и пушки для нагревания кремниевых подложек, используемых для синтеза гетеропереходов Si-ZnS методом вакуумного испарения.

Илл. - 3. Библ. - 7 назв.

УДК 621.382

Исследование структурного совершенства сильнолегированного монокристаллического арсенида галлия в зависимости от видов его обработки. Г.А.Ашкинази, В.В.Арак, В.В.Голосов, В.М.Кронк, А.М.Маяндре, Б.Л.Мейлер. Уч. зап. Тартуского гос.ун-та, вып. Тарту, 1978, стр.63-68.

Исследовано структурное совершенство поверхности подложек сильнолегированного арсенида галлия в зависимости от различных вариантов их обработки перед наращиванием на них слаболегированных слоев из раствора-расплава.

Приведены сравнительные характеристики поверхности в зависимости от видов обработки. Рассмотрены варианты подготовки подложек арсенида галлия большой площади перед наращиванием на них слаболегированных слоев в процессе изготовления силовых полупроводниковых приборов.

Илл. - 2. Библ. - 3 назв. Табл. - 1.

Некоторые особенности структурных несовершенств, возникающих при росте монокристаллических слоев $GaAs$ из раствора-расплава. Г.А.Ашкенази, В.В.Арак, В.В.Голосов, Л.Я.Золотаревский, В.М.Кронк, М.А.Тагасар. Уч.зап. Тартуского гос.ун-та, вып. Тарту, 1978, стр.70-73.

Методом рентгеновской топографии исследовано возникновение упругих деформаций в эпитаксиальных слоях $GaAs$. Обнаружено, что причиной появления упругих напряжений является давление на подложку $GaAs$ в процессе жидкостной эпитаксии, а также различие в качестве полировки обратной стороны подложки и в совершенстве эпитаксиального слоя. Предложены меры для устранения этих причин.

Илл. - 1. Библ. - 3 назв.

Спектральные зависимости оптической индуцированной модуляции поглощения в $GaAs$. Р.А.Ванем, Я.Я.Кирс, П.А.Лыук. Уч.зап.Тартуского гос.ун-та, вып. Тарту, 1978, стр.75-79.

В работе исследованы спектры оптически индуцированной модуляции поглощения (ОИМП) и спектры возбуждения ОИМП в кристаллах $GaAs$: Cu для температур 297 К и 77 К. Получена зависимость энергетического положения точки смены знака сигнала ОИМП от энергии кванта возбуждающего света. Показано, что при генерации возбуждающим светом как электронов, так и дырок энергетическое положение этой точки определяется равновесным уровнем Ферми. При создании возбуждающим светом только свободных электронов упомянутое соответствие нарушается. Дается возможное объяснение этому явлению.

Илл. - 2. Библ. - 7 назв.

УДК 621.315.

Оптический зонд исследования полупроводниковых структур. Х.К. Саланди. Уч. зап. Тартуского ун-та, вып. Тарту, 1978, стр.80-84.

Описана установка сканирующего лазерного зонда, созданная на базе металлографического микроскопа МИМ-7. Диаметр лазерного луча на поверхности исследуемого образца 5 мкм. Установка позволяет регистрировать фото- и электролюминесценцию и фототок. Приводятся результаты исследования некоторых $p^+ - n - n^+$ структур на $GaAs$ при помощи описанной установки.

Илл.- 5. Библ. - 2 назв.

УДК 621.315.592.

Определение ширины запрещенной зоны твердых растворов $Al_xGa_{1-x}As$ в двусторонних лазерных гетероструктурах методом светового зонда. Я. А. Аарик, Х.Д.Коппель, Я.Я.Кютт, А. И. Розенталь, А.К.Фриеденталь. Уч. зап. Тартуского гос.ун-та, вып. Тарту, 1978, стр.86-91.

Описана установка для локального определения ширины запрещенной зоны твердых растворов $Al_xGa_{1-x}As$ в двусторонних лазерных гетероструктурах методом светового зонда. Установлено, что пространственное разрешение метода может на косых шлифах достигать до нескольких десятых микрометра по толщине образца, а точность измерения ширины запрещенной зоны - до 3 %. Рассмотрены причины ограничения пространственного разрешения метода и возможности повышения точности определения ширины запрещенной зоны. Приведены результаты исследования конкретных гетероструктур.

Илл. - 2. Библ. - 14 назв.

УДК 621.378.325:53.082.2

Влияние гидростатического давле -
ния на пороговые характеристики $GaAs - Al_{x-1}Ga_{1-x}As$ гетеролазера. Я.А.Аарик,
А.В.Герст, А.И.Лайсаар, П.А. Лыук,
А.К.-И.Мугра, А.И.Нийлиск, А.И. Розен-
таль. Уч.зап. Тартуского гос.ун-та, вып.
Тарту, 1978, стр.92-95.

Исследовалась зависимость энергии максимумов спонтан-
ного и стимулированного излучения и плотности порогового
тока импульсного инжекционного гетеролазера на двусторон-
ней гетероструктуре в системе $GaAs - Al_{x-1}Ga_{1-x}As$ от гидростати -
ческого давления до 9,4 кбар при 290 К. В пределах точнос-
ти эксперимента сдвиги максимумов спонтанного и стимулиро-
ванного излучения совпадают и дают коэффициент давления
 $10,3 \pm 0,5$ мэВ/кбар. Установлены причины роста порогового
тока лазера с увеличением давления.

Илл.- 1. Библ. - 16 назв.

УДК 621.315.592

Влияние зеркального отражения
спонтанного излучения от металлических
контактов на пороговый ток гетеролазе-
ра (модель прямых оптических переходов).
П.В.Адамсон, А.И.Розенталь, В.Г.Федосе-
ев. Уч.зап. Тартуского гос.ун-та, вып.
Тарту, 1978, стр.97-102.

Теоретически исследовано влияние зеркально отражающих
металлических контактов на пороговый ток гетеролазера. Ис-
пользована модель прямых оптических переходов. Получено,
что наличие контактов с высоким коэффициентом отражения
(например, Ag) может привести к понижению порогового то-
ка в несколько раз.

Илл. - 2. Библ. - 8 назв.

УДК 535.215.3

. Вычисление поверхностной фото-ЭДС вырожденного полупроводника. М.И.Сейденталь. Уч.зап.Тартуского гос.ун-та, вып. Тарту, 1978, стр.103-111.

Выводятся формулы вычисления поверхностной фото-ЭДС (ПФЭ) в квазистационарном состоянии объема полупроводника с учетом вырождения носителей в зонах при дискретном спектре поверхностных состояний. Приведен расчет ПФЭ для $1n^{st}$ n -типа с объемной плотностью доноров $N_d = 0,5 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$ при $T=300\text{K}$.

Илл.- 2, Библ.- 8 назв.

УДК 621.382.3

Фотоэлектрические свойства гетеропереходов $n \text{ GaAs} - p \text{ Al}_x \text{ Ga}_{1-x} \text{ As}$. Я.В.Бергмана, В.И.Корольков, П.А. Лнук, Н.Рахимов. Уч.зап. Тартуского гос.ун-та, вып. Тарту 1978, стр. 112-116.

Приведены измерения зависимости квантовой эффективности гетерофотодиода $n \text{ GaAs} - p \text{ Al}_x \text{ Ga}_{1-x} \text{ As}$ от уровня легирования и диффузионной длины неосновных носителей. Результаты находятся в хорошем согласии с теорией. Показано, что квантовая эффективность максимальна для образцов с концентрацией $n \approx 1,1 \cdot 10^{15} \text{ см}^{-3}$ (толщина слоя объемного заряда 1,6 мкм) и диффузионной длиной $L_n \approx 10 \text{ мкм}$. Быстродействие диодов с квантовой эффективностью близкой к единице, рабочей площадью 1 мм^2 порядка 10^{-9} .

Исследовано влияние электрического поля на длинноволновую границу фоточувствительности диода.

Илл. - 2. Библ.3 назв.

Туннелирование через барьер с двумя резонаторами. Э.К.Тальвисте, К.О. Тоотс. Уч.зап. Тартуского гос.ун-та, вып. Тарту, 1978, стр.118-123.

Выведена формула, описывающая туннельное проникновение носителей тока, через кусочно-постоянный потенциальный рельеф с двумя ямами - резонаторами. Определены условия возникновения резонансных максимумов туннельного тока. Исследовано поведение системы в приложенном электрическом поле. Показано, что система обладает большим количеством резонансных максимумов и сильно подавленным нерезонансным (фоновым) током по сравнению с системой барьеров с одной ямой.

Илл.- 2. Библ.- 11 назв.

Инжекционные свойства изотипных гетеропереходов. Г.А.Ашкинази, П.Б.Рабкин. Уч.зап.Тартуского гос.ун-та, вып. Тарту, 1978, стр.124-132.

Проведено исследование инжекционных свойств изотипных $n - n^+$ -гетеропереходов, входящих в качестве составной части в трехслойную $n^+ - n - n^+$ -гетероструктуру. Рассмотрены термоэмиссионный и туннельный механизмы протекания тока через барьер в зоне проводимости. Показано, что даже при малых значениях прозрачности барьера туннельная составляющая может играть существенную роль в общем механизме протекания тока. Наряду с особенностями термоэмиссионной составляющей, наличие туннелирования через барьер приводит к значительному увеличению инжекционной способности гетеропереходов по сравнению с гомопереходами. Это увеличение описано с помощью величины, называемой фактором улучшения. Другие изотипные гетеропереходы могут быть рассмотрены аналогично.

Илл.- 2. Библ. - 4 назв.

Электрофизические параметры p^+-n-n^+ -структур на основе арсенида галлия.

Г.А.Ашкинази, В.В.Голосов, Л.Я.Золотареvский, У.М.Киви, А.Л.Падьис, П.Б.Рабкин, В.Н.Тимофеев, М.А.Тагасаар, В.Н.Шумилин, Ю.П.Якобсон. Уч.зап. Тартуского гос.ун-та, вып. , Тарту, 1978 , стр.134-143.

Представлены данные по определению местоположений электрических переходов и металлургических границ подложка- p^+ -слой, n -слой - n^+ -слой, полученные методами фототока, фото-, электролюминесценции и методом химического травления и декорирования.

Предлагается модель, описывающая пространственное распределение инжектированных p^+-n -переходом неравновесных носителей в n -базу. Показано, что эффективное значение диффузионной длины для дырок зависит от соотношения безызлучательного и излучательного механизмов рекомбинации и явления внутренней фотонной генерации. Приведены экспериментальные данные по определению L_p и τ_p .

Рассмотрена температурная зависимость прямой ветви вольт-амперной характеристики (ПВ ВАХ) структур ($T=300-500\text{ K}$). Обнаружена токовая и температурная области неизменности ПВ ВАХ.

Илл. - 3. Библ. - 5 назв.

О некоторых физико-химических аспектах приготовления металлических контактов к гетероструктурам. Х.Коппель, Я.Фриеденталь. Уч.зап.Тартуского гос.ун-та, вып.

Тарту, 1978, стр.145-149.

Обсуждается применимость предложенной ранее модели для объяснения с помощью равновесных объемных диаграмм состояния начальных этапов процесса, протекающего в неравновесном тонком жидком слое в случае сплавления металлического контакта к полупроводнику.

Илл.- 2. Библ.- 4 назв.

Низкоомные омические контакты
к сильнолегированному арсениду галлия.
Г.А.Ашкинази, Э.Р.Галинский, В.В.Го-
лосов, А.Л.Падьюс, В.Н.Тимофеев, Ю.П.
Якобсон. Уч.зап.Тартуского гос.ун-та,
вып. Тарту, 1978, стр.150-157.

Представлены экспериментальные результаты по созданию
низкоомных омических контактов к сильнолегированному GaAs
и контактных соединений диодных структур к молибденовым
термокомпенсаторам. В качестве контактных материалов иссле-
довались Ni, Ag, Ti, Cu, Al. Определено, что хорошие
результаты при формировании омических контактов получаются
при электрохимическом осаждении никеля. Установлено, что
для создания контактных соединений GaAs-Mo методом диффу-
зионной сварки необходимо использование промежуточной про-
слойки алюминия.

Илл.- 3. Библ. - 4 назв. Табл. - 1.

Силовые высокотемпературные
высокочастотные приборы на основе
арсенида галлия. Г.А. Ашкинази, В.В.
Голосов, Л.Я.Золотаревский, У.М.Ки-
ви, М.С.Кремер, В.М.Кронк, А.М.Ман-
дре, А.Л.Падьюс, П.Б.Рабкин, В.Н.Ти-
мофеев, М.А.Тагасаар, В.П.Шумилин,
Э.П.Якобсон. Уч.зап. Тартуского гос.
ун-та, вып. Тарту, 1978, стр.
159-160.

Показаны преимущества и эффективность силовых приборов
на основе арсенида галлия.